



HAL
open science

Vers une mesure de l'effet Casimir à l'aide d'un interféromètre à atomes ultra-froids piégés

Luc Absil

► **To cite this version:**

Luc Absil. Vers une mesure de l'effet Casimir à l'aide d'un interféromètre à atomes ultra-froids piégés. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2023. Français. NNT : 2023UPSLO005 . tel-04514581

HAL Id: tel-04514581

<https://theses.hal.science/tel-04514581>

Submitted on 21 Mar 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'Observatoire de Paris

**Vers une mesure de l'effet Casimir à l'aide d'un
interféromètre à atomes ultra-froids piégés**

Soutenue par

Luc ABSIL

Le 27/03/2023

École doctorale n°564

Physique en Île-de-France

Spécialité

Physique quantique

Composition du jury :

Caroline CHAMPENOIS DR, LPIIM	<i>Rapporteuse</i>
Gabriel DUTIER MCF, LPL	<i>Rapporteur</i>
Saïda GUELLATI-KHELIFA Pr., LKB	<i>Examinatrice</i>
Pierre LEMONDE DR, Institut Néel	<i>Examineur</i>
Christophe SALOMON DR, LKB	<i>Examineur</i>
Franck PEREIRA DOS SANTOS DR, Observatoire de Paris	<i>Directeur de thèse</i>

**VERS UNE MESURE DE L'EFFET CASIMIR À
L'AIDE D'UN INTERFÉROMÈTRE À ATOMES
ULTRA-FROIDS PIÉGÉS**

par M. Luc ABSIL

sous la direction de
M. Franck PEREIRA DOS SANTOS

Janvier 2023

Remerciements

LES TRAVAUX PRÉSENTÉS DANS CETTE THÈSE ont été réalisés au laboratoire SYRTE (Systèmes de Référence Temps-Espace), à l'Observatoire de Paris, dans l'équipe IACI (Interférométrie Atomique et Capteurs Inertiels). C'est dans ce cadre magnifique que j'ai pu passer ces quelques années de thèse, en plein cœur de Paris.

Je voudrais tout naturellement remercier en premier lieu mon directeur de thèse, Franck Pereira dos Santos. C'est au cours d'un stage au début de mes études supérieures en 2016 que nous avons fait connaissance, et quand il m'a proposé de réaliser ma thèse sur l'expérience Forca-G, dont les buts m'ont directement emballé (de la mesure de la force de Casimir-Polder, dont cette thèse espère être un jalon marquant, à la recherche d'une cinquième interaction fondamentale!), c'est avec joie que j'ai accepté. Je pense avoir beaucoup appris scientifiquement à tes côtés, et je te remercie pour tout le temps passé à m'expliquer tel problème, qu'il soit de physique fondamentale ou purement pratique, ou à m'aider à le résoudre : les trop nombreux décès de lasers et d'amplificateurs optiques en premier lieu !

Je voudrais par ailleurs remercier l'ensemble des chercheurs que j'ai pu cotoyer et dont les discussions m'ont sans aucun doute aussi aidé : le directeur du SYRTE, Arnaud Landragin, et les autres membres des Capteurs Inertiels, en particulier Sébastien Merlet, Quentin Beauvils, Leonid Sidorenkov et Rémi Geiger.

Je voudrais enfin remercier l'ensemble de mes collègues doctorants et post-doctorants, en particulier Raphaël Piccon (nos intenses discussions pendant la rédaction ne nous auront pas trop retardé!), Valentin Cambier et Robin Corgier (que j'ai d'abord bien eu du mal à reconnaître à son arrivée au labo bien caché derrière son masque chirurgical) et, bien entendu, les amis tintinophiles de l'*estacade* : Romain Gautier (ça m'a fait plaisir), William Dubosclard, Yannick Foucault, Joannès Barbarat, Alexandre Bouvier (« POLICE ! »), Jean-Marc Martin, Hervé le Goff ou encore William Moreno, sans oublier bien évidemment Georges Abitbol et Gérard Balbu pour leurs conseils avisés en termes de pédagogie. Sans oublier la nouvelle génération de doctorants et de post-doctorants avec qui j'ai eu la chance de pouvoir aussi interagir : Alexis Mehlman, Franck Correia (déjà reparti), Jesús Romero González, Maxime Pesche, Mohamed Guessou... Je voudrais remercier enfin la machine à café pour son soutien indéfectible quoiqu'un peu envahissant. Et conséquemment bien sûr Stéphane Guérandel pour sa gestion de l'approvisionnement.

Je remercie aussi les membres passés de Forca-G, qui ont permis à cette thèse d'exister. En particulier Xavier Alauze avec qui j'ai pu travailler les deux premiers mois de

ma thèse, et Yann Balland qui a pris ma succession et parviendra je l'espère à résoudre enfin proprement le potentiel de Casimir-Polder. Merci et bonne chance à toi.

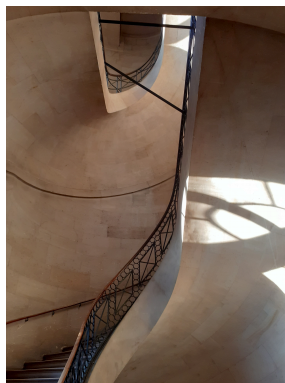
Merci Jean-Marc.

Je remercie enfin les membres des différents services du SYRTE, notamment MUTA, David Holleville, Bertrand Venon et Benoit Carre, et ceux du service électronique, Michel Lours et Laurent Volodimer, sans oublier José Pinto (sans lequel mon ordinateur serait à l'heure actuelle défunt). Leur disponibilité aussi bien pour des réparations rapides que pour des projets plus complexes m'a été d'une grande aide.

Merci à l'équipe administration et gestion, Marine Pailler et Géraldine Gaillant pour leur patience. Merci également au service informatique, à Maxime Laiguillon ainsi qu'à Pascal Blondé sans qui ma soutenance ne se serait pas déroulée dans de si bonnes conditions¹.

Merci pour finir à ma famille, mes parents et grands-parents ainsi que mes frères et ma sœur, et à mes amis de toujours (L.-G., Étienne, F.-M., Paul, A***...).

Merci à tous.



Le très bel escalier réalisé par Claude Perrault pour l'observatoire à sa construction en 1667 illustre bien la beauté du cadre qui a été le mien pendant ces quelques années de thèse.

¹Et grâce à qui je peux maintenant faire le buzz sur youtube (abonnez-vous et mettez un pouce vers le haut) : <https://youtu.be/UyVDNPsRgaI>.

Table des symboles

Miroirs		Caméra CCD	
Cube		Photodiode	
Lentille	<p><i>concave</i> <i>convexe</i> <i>asphérique</i></p>	DLCE	
Filtre interférométrique		Cavité Fabry-Pérot	
Lames à retard	<p>$\lambda/4$ $\lambda/2$</p>	Cellule de Pockels (modulateur électro-optique)	
Isolateur optique		Amplificateur acousto-optique	
Faisceaux lasers		Obturbateur électro-mécanique	
Poubelle		Amplificateur optique	
Fibres & collimateurs			

FIG. .1. : Signification des symboles utilisés pour les schémas optiques de cette thèse.

Chapitre premier.

Introduction

LA PHYSIQUE N’A GUÈRE DÉVIÉ DU PROGRAMME que lui a fixé Aristote il y a plus de 2.300 ans, à savoir, partant de l’observation de faits particuliers et clairs, remonter à leurs causes premières, leurs principes premiers, et leurs éléments¹. Les grands bouleversements que furent les « révolutions » coperniciennes, newtoniennes, ou au xx^e siècle, relativistes et quantiques, ne sont jamais qu’un ré-examen des hypothèses sur lesquelles les théories précédentes reposaient.

C’est ainsi qu’on peut distinguer, au moins depuis la remise en cause des fondements de la physique aristotélicienne à partir du xv^e siècle (DUHEM, 1958), une famille d’expériences qui, en sciences naturelles, visent à mettre en défaut ou confirmer les hypothèses sur lesquelles reposent les théories généralement admises. La remise en cause de l’hypothèse péripatéticienne de l’impossibilité du vide, cruciale dans le développement futur de la mécanique newtonienne, en constitue un bon exemple.

Le développement de la mécanique dès les xiv^e et xv^e siècles permettaient déjà à des physiciens tels que Nicolas de Cues (KOYRÉ, 1973) ou Jean-Baptiste Benedetti de critiquer les failles de l’argumentation du Stagirite (BENEDETTI, 1585; KOYRÉ, 1985). Ce n’est cependant qu’à la suite des séries d’expériences menées par Torricelli puis par Pascal que la possibilité du vide et la pesanteur de l’air a été retenue, à l’encontre des scholastiques tout comme des cartésiens (voir *p. ex.* figure 1.1).

Les travaux présentés dans ce manuscrit, effectués dans le cadre du projet « ForCaG » – pour *Force de Casimir-Polder et Gravitation* –, débuté en 2009, s’inscrivent dans

¹« τότε γὰρ οἰόμεθα γινώσκειν ἕκαστον, ὅταν τὰ αἷτια γνωρίσωμεν τὰ πρῶτα καὶ τὰς ἀρχὰς τὰς πρώτας καὶ μέχρι τῶν στοιχείων » (ARISTOTE, 2012), « tunc enim cognoscere arbitramur unumquodque, cum causas primas et prima principia cognoscimus, et usque ad elementa » (AQUINAS, 1884), « Car enfin nous ne jugeons connaître une chose, qu’à tant que nous n’en connaissions les causes premières, les principes premiers et jusqu’aux éléments. »

Chapitre 1. Introduction

cette lignée d'expériences visant à mettre à l'épreuve les hypothèses de la science moderne. Notre dispositif vise spécifiquement à réaliser la mesure par interférométrie atomique des forces à courtes distances s'exerçant entre un nuage d'atomes de ^{87}Rb et une surface macroscopique diélectrique distante de l'ordre du micromètre. Nous présentons brièvement dans les pages qui suivent l'utilité que présente la réalisation d'une telle mesure.

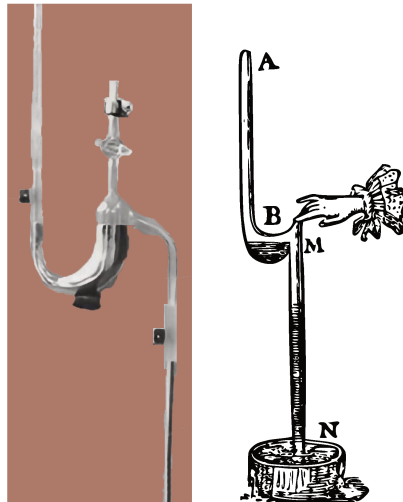


FIG. 1.1. : Expérience menée en 1648 par Pascal sur le Puy-de-Dôme, à droite schéma issu de l'édition originale (PASCAL, 1663). Lorsque l'on ôte le bouchon M , le mercure remonte dans le tube AB du fait de la pression atmosphérique. La hauteur du mercure varie suivant l'altitude ce qui permit à Pascal d'appuyer définitivement l'hypothèse de la pesanteur de l'air.

On a représenté à gauche la photographie du dispositif reproduit par Akira Kurobe au Japon en 1974 (TAKEDA, 2007), afin d'en prouver la réalisabilité au XVII^e siècle, question qui était alors controversée du fait de l'ampleur du dispositif décrit par Pascal. L'analyse des sources historiques semble par ailleurs en accréditer la réalisation (GUENANCIA, 1976).

Cette expérience est un exemple remarquable d'appareil construit pour prouver la fausseté d'une hypothèse dominante à son époque. De nombreuses autres versions améliorées de l'expérience ont été proposées et testées au XVII^e siècle, par Roberval, Rohault, Auzoult ou par Pascal lui-même (KOYANAGI, 2006 ; KOYANAGI, 1989).

Éléments de contexte : gravité, vide et physique quantique

L'une des forces intervenant entre cette surface macroscopique et notre nuage d'atomes est la gravité, dont nous exposons ici brièvement l'intérêt tout particulier que sa mesure pour des distances d'interaction de l'ordre du micromètre apporterait afin de tester certaines des hypothèses de la science moderne.

Gravité, relativité générale et physique quantique

La théorie de la relativité générale établit une relation entre la géométrie de l'espace-temps et la matière (ou l'énergie) :

$$[T] = \frac{8\pi G}{c^4} [G] \quad (\text{I.1})$$

Où $[T]$ est le tenseur impulsion-énergie d'un objet en mouvement dans l'espace-temps et $[G]$ celui associé à la géométrie de l'espace-temps affecté par la distribution de masse de l'objet.

L'une des conséquences *expérimentales* de cette relation, la génération par une masse accélérée d'ondes gravitationnelles se déplaçant à la vitesse de la lumière dans le vide, est actuellement un important objet de recherche et n'a été directement observée pour la première fois que récemment, en 2016, à l'aide d'un interféromètre optique (ABBOTT et al., 2016). Plusieurs projets sont aujourd'hui en développement avec pour objectif d'augmenter la sensibilité de cette mesure et d'élargir la bande de fréquence des ondes gravitationnelles observables. On peut en particulier mentionner le projet MIGA, *Matter Wave laser Interferometric Gravitation Antenna*, développé en partenariat avec notre laboratoire du SYRTE, et qui vise à préparer l'avènement d'une nouvelle génération de capteurs d'ondes gravitationnelles fondés sur l'utilisation d'interféromètres atomiques plutôt qu'optiques (GEIGER, 2017).

Si l'on note par ailleurs que l'ensemble de la matière dispose d'une description quantique, cette relation 1.1 suggère qu'il faille chercher aussi une description quantique pour la gravité.

Plusieurs observations semblent encore étayer cette idée qu'il faille chercher une théorie permettant d'intégrer à la fois les descriptions relativiste de la gravité et quantique de la matière. Certaines d'entre elles, telle que le problème de hiérarchie de jauge²,

²Les constantes de couplage des quatre interactions fondamentales varient avec l'échelle spatiale des particules sur lesquelles elle s'exerce. Aux hautes énergies (faibles distances), leurs valeurs

ont conduit à l'élaboration de théories telle que la super-symétrie dont les échelles d'énergie colossales ne nous sont, à l'heure actuelle, pas accessibles.

Par ailleurs, une contradiction remarquable entre les descriptions relativiste et quantique concerne l'énergie du vide. Elle est en effet théoriquement infinie selon la mécanique quantique, ou de l'ordre de 10^{121} GeV/m³ selon la théorie quantique des champs. Selon la relativité générale, elle est nulle. La découverte de l'accélération de l'expansion de l'univers en 1998 (PERLMUTTER et al., 1998; RIESS et al., 1998) suggère l'introduction d'une énergie d'un type inconnu, l'énergie sombre, à l'origine de cette accélération, mais d'une valeur de *seulement* quelques GeV/m³ (ANTOINE et al., 2015; SOLARO, 2016).

Enfin des données observationnelles astrophysiques telles que l'existence d'effets de lentille gravitationnelle suggèrent qu'une importante partie de la matière contenue dans l'univers serait de nature inconnue (la « matière noire ») (PEREIRA DOS SANTOS et al., 2009). Selon les mesures du fond diffus cosmologique réalisée par la sonde Planck, il s'agirait d'environ 26% de la masse de l'univers (ADE et al., 2016).

Déviations au potentiel gravitationnel

De nombreux modèles ont été développés pour résoudre ces difficultés théoriques et observationnelles, mais comme nous l'avons déjà noté, ils sont souvent très spéculatifs, c'est-à-dire difficilement vérifiables expérimentalement. Un certain nombre d'entre eux toutefois apportent une explication au problème de l'énergie du vide tout en prédisant une déviation à la loi de la gravité newtonienne, ou « cinquième force » (on pourra trouver une description de ces diverses théories *p. ex.* dans AMENDOLA et al., 2016).

On peut paramétrer les écarts au potentiel gravitationnel entre deux masses m_1 et m_2 séparées d'une distance r à l'aide d'un potentiel de Yukawa de paramètres α et λ définis par :

$$U(r) = G \frac{m_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-r/\lambda}) \quad (1.2)$$

Les résultats escomptés sur notre dispositif expérimental devraient permettre en particulier de restreindre les masses (*via* le paramètre α) et dimensions (*via* le paramètre λ) de certaines particules telles que les baryons de jauge de nombre B (MESSINA et al., 2011). Cela implique d'être capable de mesurer précisément des interactions à courte distance sur des distances de l'ordre du micromètre.

convergent vers la même valeur; à 10^3 GeV (10^{-18} m) pour les interactions faibles et électromagnétiques, à 10^{15} GeV (10^{-31} m) en rajoutant l'interaction forte. Certaines théories prévoient un même comportement pour l'interaction gravitationnelle, *p. ex.* à 10^{16} GeV dans le cadre de la théorie supersymétrique (ANTOINE et al., 2015).

La force de Casimir

À cet ordre de distance toutefois, l'interaction gravitationnelle n'est pas dominante. La principale force que nous nous attendons à observer est la force de Casimir-Polder s'exerçant entre nos atomes et la surface macroscopique. Sa mesure constitue le principal objectif de cette thèse et une étape importante du projet Forca-G vers l'évaluation d'éventuelles déviations au potentiel gravitationnel newtonien.

Force de Casimir et interaction de Van der Waals

L'existence d'une interaction entre deux dipôles espacés d'une distance r est connue de longue date et fut introduite en 1873 dans sa thèse de doctorat par Johannes van der Waals, sans que l'origine de cette force, proportionnelle à r^{-7} puisse toutefois être expliquée (van der WAALS, 1873). Soixante ans plus tard, London prouve à l'aide de la mécanique quantique que deux atomes identiques subissent une interaction attractive, mais en r^{-6} (LONDON, 1930). La différence avec la loi expérimentale établie par van der Waals et ce calcul théorique n'est enfin compris qu'une quinzaine d'années plus tard par CASIMIR et POLDER, 1948.

On peut interpréter l'interaction entre un atome et une surface, soit comme le résultat de l'interaction du dipôle électrique avec les modes du champ du vide modifiés par la présence de la surface³, soit, de manière équivalente, comme une interaction dipôle-dipôle, entre l'atome et son « reflet » par rapport à la surface (DALVIT et al., 2011 ; SOLARO, 2016).

Il faut alors comparer la distance z entre l'atome et la surface à la longueur d'onde λ_{at} de la transition atomique principale. On peut distinguer ainsi plusieurs régimes d'interaction, illustrés figure 1.2 :

- pour une distance suffisamment faible $z \lesssim \lambda_{at}/2\pi$, l'interaction peut être considérée comme instantanée et le potentiel s'exprimera en z^{-3} ; il s'agit du régime d'interaction de van der Waals ;
- pour une de l'ordre du micromètre en revanche, il faut prendre en compte le retard dû au temps de parcours des photons depuis les atomes jusqu'à la surface, et le potentiel s'exprime alors en z^{-4} , on est dans le régime de Casimir-Polder ;
- enfin, pour des distances plus importantes, supérieures à la dizaine de micromètres, il est nécessaire de prendre en compte les effets thermiques, là où dans

³De même la force de Casimir, entre deux surfaces parallèles, peut s'interpréter comme une simple cavité sélectionnant les modes du vide, d'où l'apparition d'une force de pression attirant les deux plaques l'une vers l'autre.

les deux cas précédents on pouvait les négliger; on parle de régime thermique. Le potentiel est alors à nouveau en z^{-3} .

Mesures de la force de Casimir

Malgré son importance tant scientifique que technologique⁴, l'étude des interactions atome-surface est longtemps restée un domaine largement inexploré de la physique. Les premières expériences (SPARNAAY, 1958) ont en effet permis de mettre en évidence la difficulté de réaliser une mesure de la force de Casimir qui ait une bonne *exactitude*

⁴Que nous avons ici à peine effleurée, voir *p. ex.* l'article de revue (MOSTEPANENKO et TRUNOV, 1988) ou encore les pistes évoquées dans la thèse d'Adèle HILICO, 2014.

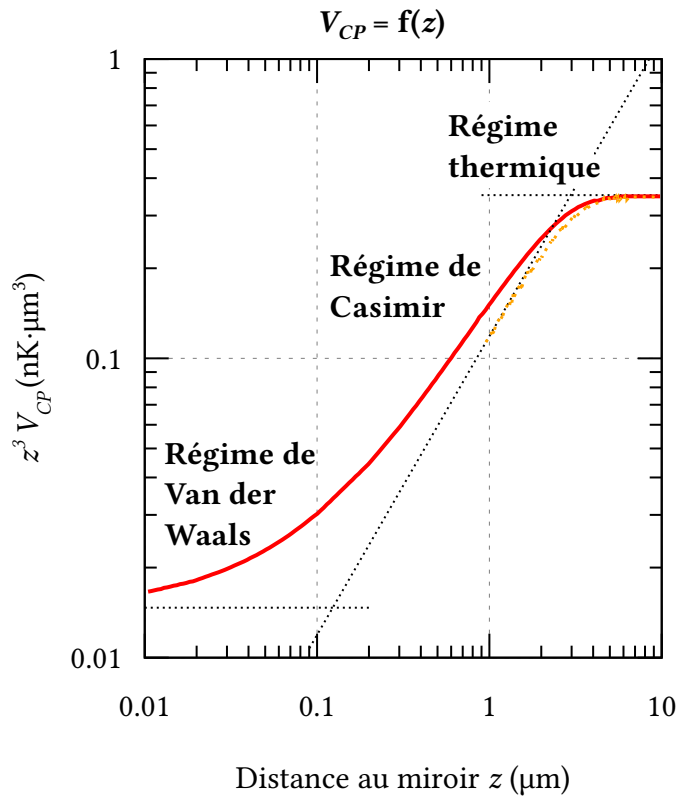


FIG. 1.2. : Forme du potentiel d'interaction V_{CP} entre un condensat d'atomes de rubidium et un substrat en saphir à 300 K en fonction de la distance de séparation z selon les calculs réalisés par (ANTEZZA et al., 2004). On peut distinguer trois régimes d'interaction en fonction de la distance des atomes au miroir.

au sens métrologique du terme⁵. On peut classer les difficultés expérimentales en trois grandes catégories de déviations au problème original posé par Casimir et Polder, qui concernent :

1. la *géométrie de la surface* : contrairement au cas idéal d'une surface parfaitement plane (ou parfaitement sphérique), la surface peut être rugueuse (MESSINA, 2010), présenter des impuretés ; des effets de bords peuvent être aussi à prendre en compte ;
2. les *propriétés électriques des composants* : la présence de charges électriques résiduelles sur la surface peut induire un potentiel de Coulomb parasitant la mesure ;
3. les *propriétés environnementales* : la température de la surface modifie le potentiel de Casimir-Polder autant qu'elle peut perturber la mesure par rayonnement du corps noir, les imperfections du vide peuvent causer l'apparition de forces parasites variables dans le temps et favoriser la contamination de la surface (poussière, oxydation, etc.), les vibrations peuvent affecter les mesures...

Ajoutons par ailleurs qu'il faut être capable de mesurer avec exactitude la distance de séparation entre les atomes et la surface d'intérêt (ou entre les deux surfaces parallèles pour la force de Casimir).

Expériences portant sur la mesure du potentiel de Casimir-Polder Ces obstacles ont aussi été rencontrés dans les autres tentatives de mesure de forces à courte distance depuis les années 1960, suscitant des approches expérimentales très variées du problème (LALLOTIS et al., 2021 ; ONOFRIO, 2006). On peut distinguer quelques grands types d'expériences⁶.

Les premières vérifications expérimentales du potentiel de Casimir-Polder reposaient sur la mesure de la déviation d'un jet atomique par la présence d'une surface (RASKIN et KUSCH, 1969 ; SHIH, 1974). Elles ont par la suite été affinées à Yale par S. Haroche, D. Meschede et E. Hinds (ANDERSON et al., 1988 ; SANDOGHDAR et al., 1992).

⁵Un instrument exact est à la fois juste et fidèle. D'après le Vocabulaire International de la Métrologie (VIM), la justesse désigne « l'étroitesse de l'accord entre la moyenne d'un nombre infini de valeurs mesurées répétées et une valeur de référence » et la fidélité, « l'étroitesse de l'accord entre les indications ou les valeurs mesurées obtenues par des mesurages répétées du même objet ou d'objets similaires dans des conditions spécifiées » (JCGM, 2008).

⁶Notons que la liste ci-dessous n'est pas exhaustive.

Chapitre 1. Introduction

Une seconde approche, développée en particulier dans les groupes de D. Pritchard, d'A. Cronin ou de J. Toennies repose sur la diffraction de jets atomiques par des nano-réseaux et a permis d'effectuer des mesures jusque des distances de l'ordre de 20 nm. Récemment, cette méthode a été utilisée à Vienne par l'équipe de M. Arndt avec des molécules (BRAND et al., 2015). Récemment, l'utilisation de jets atomes à des vitesses plus faibles a en outre permis de mettre en évidence une déviation de 15 % entre les interactions de Van der Waals et de Casimir-Polder pour des distances allant de 15 à 51 nm (GARCION et al., 2021).

Une troisième approche, développée en particulier au Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) par M. Ducloy et D. Bloch, repose sur l'étude du décalage fréquentiel dû au potentiel de Casimir-Polder mesuré par spectroscopie dans des cellules de vapeurs de césium par réflexion sélective, permettant des mesures à des distances de l'ordre de la dizaine de nanomètres au micromètre (D. BLOCH et DUCLOY, 2005).

Enfin le développement des techniques de refroidissement d'atomes a permis de réaliser un certain nombre d'expériences originales pour mesurer les potentiels de van der Waals ou de Casimir-Polder : en étudiant la hauteur du rebond d'atomes en chute libre sur une surface (LANDRAGIN, 1997), par réflexion sur une surface (SHIMIZU, 2001 ; SHIMIZU et FUJITA, 2002), en étudiant les modes de vibration d'un condensat de Bose-Einstein dans le groupe de E. Cornell (HARBER et al., 2005 ; HARBER, 2005 ; MCGUIRK et al., 2004 ; OBRECHT, WILD, ANTEZZA et al., 2007 ; OBRECHT, WILD et CORNELL, 2007 ; OBRECHT, 2007), permettant une mesure pour des distances de 5 à 7 μm de la surface.

Mentionnons enfin la tentative de mesure effectuée à Florence où les atomes sont amenés à proximité d'une surface à l'aide d'un ascenseur de Bloch (SORRENTINO et al., 2009) permettant d'obtenir un très bon contrôle de la position finale du nuage. La mesure portait alors sur l'étude de l'influence de la surface sur les oscillations de Bloch mais n'a pas atteint un niveau de sensibilité suffisant pour distinguer le potentiel de Casimir-Polder.

Mesurer Casimir-Polder sur ForCa-G

Réaliser une mesure métrologique de la force de Casimir-Polder reste un objectif à atteindre aujourd'hui. En effet, les expériences précédentes ne parviennent pas à combiner une excellente résolution spatiale avec une bonne exactitude de mesure.

Nous souhaitons donc réaliser une mesure de la force de Casimir-Polder qui apporte un gain significatif de précision par rapport aux précédentes tentatives pour lesquelles subsiste toujours une importante incertitude. En particulier, nous souhaitons :

- avoir une bonne résolution spatiale sur notre mesure : pour y parvenir nous

travaillons avec des atomes froids, piégés dans un réseau optique vertical;

- obtenir une bonne *exactitude* (JCGM, 2008) de notre mesure : notre observable est une fréquence, la différence d'énergie entre les atomes des puits adjacents du réseau vertical, et nous réaliserons une mesure d'horloge.

Mentionnons aussi que nous avons réalisé certains choix technologiques en nous inspirant d'expériences déjà réalisées. En particulier, nous refroidissons nos atomes à grande distance de la surface auprès de laquelle nous souhaitons réaliser nos mesures de force. Cela nous permet d'éviter toute adsorption sur la surface d'intérêt lors de cette étape de notre séquence expérimentale. De plus, nous avons choisi une surface diélectrique afin de réduire au minimum le moment dipolaire induit par une éventuelle adsorption d'atomes. Ces deux caractéristiques ont été inspirées par les travaux réalisés dans le groupe de Cornell (OBRECHT, WILD et CORNELL, 2007). Nous y reviendrons à la fin de ce manuscrit lors de l'analyse de la première mesure de force que nous avons été capables de réaliser (section x.3.3).

Par ailleurs, nous n'évoquerons pas dans cette thèse le problème complexe du calcul de la force de Casimir-Polder dans le cas de notre expérience. Il a en effet été déjà réalisé par Axel MAURY, 2016 et nous nous baserons sur ses résultats au dernier chapitre de cette thèse lorsque nous devrons comparer nos résultats expérimentaux à la force de Casimir-Polder attendue théoriquement.

Plan de ce manuscrit

Ce manuscrit est organisé en quatre grandes parties.

La [partie I](#), p. 3, présente tout d'abord les principes théoriques à la base du fonctionnement de notre expérience. Dans un premier temps, nous développons [chapitre II](#) le comportement d'atomes capturés ou interrogés par des potentiels lumineux. Le [chapitre III](#) présente ensuite des éléments théoriques sur l'interférométrie atomique dans le contexte de notre expérience.

La [partie II](#), p. 45 présente les différents éléments expérimentaux qui ont été développés dans le cadre du projet Forca-G. Le [chapitre IV](#) est une description générale de l'expérience, en suivant une séquence expérimentale typique où les atomes sont refroidis à l'aide d'un piège magnéto-optique puis d'un piège dipolaire, et préparés dans les états voulus au moyen d'outils tels que des impulsions laser ou micro-onde. Le [chapitre V](#) présente plus en détail le système d'imagerie qui a été amélioré et en partie construit durant cette thèse.

La [partie III](#), p. 83, présente notre dispositif expérimental permettant de déplacer les atomes verticalement au moyen d'un réseau optique accéléré, autrement appelé ascenseur de Bloch. Après une présentation théorique, [chapitre VI](#), nous en détaillons l'implémentation [chapitre VII](#). Puis nous en analysons les performances en vue de la réalisation d'une mesure de forces à courte distance sur notre dispositif expérimental, [chapitre VIII](#). Nous récapitulons enfin l'ensemble de cette partie p. 135.

Enfin, la [partie IV](#), p. 139 présente les premières mesures de forces à courte distance, entre notre nuage d'atomes et une surface macroscopique, pour des distances jusqu'au micromètre, que nous sommes parvenus à obtenir à l'aide de notre dispositif expérimental. Il est séparé en deux parties. Le [chapitre IX](#) montre tout d'abord les ajustements que nous avons dû opérer pour parvenir à réaliser un spectre Raman résolu des états de Wannier-Stark de nos atomes piégés à proximité du miroir. Le [chapitre X](#) présente notre première mesure de forces à courte distance, réalisée par interférométrie atomique à l'aide d'atomes ultra-froids piégés.

Première partie.

Atomes dans un réseau

☞ Nous présentons dans cette première partie, les principes théoriques de base régissant le comportement d'atomes capturés ou interagissant avec des réseaux stationnaires (échelle de Wannier-Stark, transitions de Kapitza-Dirac...), [chapitre II](#). Dans un second temps, nous montrons comment nous pouvons réaliser des mesures interférométriques des forces s'appliquant à nos atomes, [chapitre III](#), à l'aide de transitions Raman ou d'impulsions micro-onde.

Chapitre II.

Atomes dans un réseau stationnaire

NOUS DÉVELOPPONS dans ce chapitre des éléments théoriques de base sur la physique des nuages d'atomes piégés dans des réseaux optiques. En particulier, [section II.1](#), nous montrerons que la symétrie par translation du réseau impose une structure de bande aux états d'énergie des atomes (*états de Bloch*). Pour un réseau vertical, soit en prenant en compte la gravité, on peut montrer que cette même symétrie engendre un spectre d'énergies discret (*échelle de Wannier-Stark*).

Ces deux cas ont d'abord été étudiés en physique du solide où on retrouve leur analogue dans l'étude de la conductivité des électrons dans des réseaux cristallins, respectivement en l'absence et en la présence d'un champ électrique externe uniforme. La théorie permettant de traiter ces deux cas date ainsi des premiers temps de la mécanique quantique, F. BLOCH soutenant sa thèse à Leipzig en 1928 sous la direction de Werner Heisenberg et de Peter Debye. Cependant l'existence des oscillations de Bloch, tout comme plus tard la solution proposée par WANNIER, 1960 pour le cas où on ajoute un champ électrique externe, ont été longtemps sujettes à controverses (voir *p. ex.* ZAK, 1968).

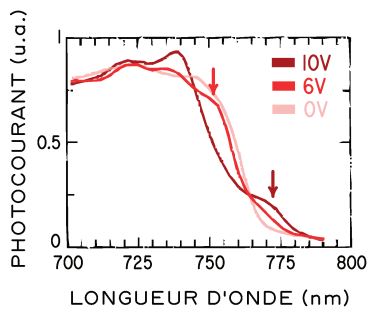


FIG. II.1. : Observation de la localisation de Wannier-Stark dans un super-réseau GaAs/AlGaAs d'après une figure de BAR-JOSEPH et al., 1989. En appliquant un champ électrique de plus en plus fort, des pics apparaissent et s'écartent du pic 0. Nous avons ajouté deux flèches indiquant la présence du pic -1 à 6 et à 10 V.

Ce n'est ainsi que dans les années 90 que ces deux concepts ont pu être observés expérimentalement, en physique des solides à l'aide de super-réseaux de semi-conducteurs (BAR-JOSEPH et al., 1989; MENDEZ et al., 1988; SCHNEIDER et al., 1990;

Chapitre II. Atomes dans un réseau stationnaire

VOISIN et al., 1988), et quelques années plus tard avec des atomes froids dans des situations similaires à la notre (voir *p. ex.* BEN DAHAN et al., 1996).

Dans un second temps, [section II.2](#), nous appliquons ce traitement théorique pour traiter le cas de la diffraction d'un nuage d'atomes par un réseau optique.

II.1. Atomes dans un réseau & structure de bande

Quelques rappels théoriques s'imposent avant d'aller plus loin. Dans la mesure où l'étude théorique d'atomes piégés dans des réseaux est désormais assez classique (*p. ex.* DALIBARD, 2015), nous ne ferons que survoler la question. Les équations ici développées seront néanmoins utiles dans plusieurs des chapitres de cette thèse, dans des contextes différents.

II.1.1. Expression des hamiltoniens

Nous considérons donc dans un premier temps le cas où notre nuage d'atomes est soumis à deux ondes lumineuses contra-propageantes $s_{1,2}$, d'amplitudes $E_{1,2}$, d'intensité $I_{1,2}$ et de même fréquence ω . Dans le cas où le faisceau contra-propageant est issu d'une réflexion, supposée sans perte, $E_1 = E_2 = E_0$, mais dans le cas général, l'intensité totale s'exprime en fonction de l'intensité moyenne I_0 des deux faisceaux ainsi que du rapport m des moyennes géométriques et arithmétiques de ces intensités :

$$I(z) = 2I_0(1 + m \cos 2kz) \quad (\text{II.1})$$

On en déduit immédiatement le potentiel périodique qui résulte de l'interférence des deux faisceaux s_1 et s_2 :

$$U(z) = \frac{U_0}{2}(1 + m \cos 2kz) \quad (\text{II.2})$$

Où on a noté k le module du vecteur d'onde associé au laser de fréquence ω .

L'hamiltonien du système s'écrit alors simplement :

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \left(\frac{\hat{p}^2}{2m_{Rb}} + \frac{U_0}{2} \right) + \frac{mU_0}{2} \cos 2k\hat{z} \\ &= \hat{H}_0 + \frac{mU_0}{2} \cos 2k\hat{z} \end{aligned} \quad (\text{II.3})$$

Si le réseau créé par les deux lasers est vertical il faut en outre ajouter l'action de la gravité :

$$\begin{aligned} \hat{H}_{WS} &= \hat{H}_0 + \frac{mU_0}{2} \cos 2k\hat{z} - m_{Rb}g\hat{z} \\ &= \hat{H} - m_{Rb}g\hat{z} \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Échelle On peut par ailleurs introduire des échelles de vitesse, de fréquence et d'énergie qui seront bien adaptées à notre problème.

La *vitesse de recul* v_r se définit à partir de l'espacement entre chacun des puits de potentiel du réseau $d = 2\pi/k$. Puis on définit l'*énergie de recul* E_r et la *fréquence de recul* ν_r à partir de cette première définition. On pourra remarquer plus loin lors de la résolution des états propres de l'hamiltonien II.3 que l'énergie de recul correspond à l'énergie de la bande fondamentale dans le cas où le potentiel $U(z)$ est nul.

$$\begin{aligned} v_r = h/m_{Rb}d &\Rightarrow v_r = \frac{\hbar k}{m_{Rb}} \\ E_r = m_{Rb}v_r^2/2 &\Rightarrow E_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{Rb}} \\ \omega_r = E_r/\hbar &\Rightarrow \omega_r = \frac{\hbar k^2}{2m_{Rb}} \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

La fréquence de piégeage s'exprime en fonction de la profondeur du réseau :

$$\omega_L = \omega_r \sqrt{\frac{U_0}{E_r}} \quad (\text{II.6})$$

II.1.2. Structure de bande

La résolution du premier hamiltonien II.3 s'effectue à l'aide du théorème de Bloch, d'abord développé dans le cadre de la physique des solides, pour décrire le mouvement des électrons dans un cristal (F. BLOCH, 1928). En réalité, dans le cas d'un réseau unidimensionnel qui nous occupe, on peut montrer que la résolution de l'équation aux valeurs propres se ramène mathématiquement à la résolution, non triviale, de l'équation de Mathieu, avec $\psi(z)$ l'état propre recherché :

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{Rb}} d_z^2 \psi(z) + U_0(1 + \cos 2kz)\psi(z) = E\psi(z) \quad (\text{II.7})$$

Toutefois la résolution plus générale à l'aide du théorème de Bloch nous permet d'introduire des notions que nous retrouverons tout au long de ce manuscrit de thèse; nous en présentons ici les grandes étapes.

Théorème de Bloch On trouve plusieurs démonstrations du théorème de Bloch, conséquence de la périodicité de l'hamiltonien \hat{H} en $d = \lambda/2$, avec λ la longueur d'onde du laser. La plus commune (ASHCROFT et MERMIN, 1976) consiste à introduire l'opérateur de translation \hat{T}_d tel que :

II.1. Atomes dans un réseau & structure de bande

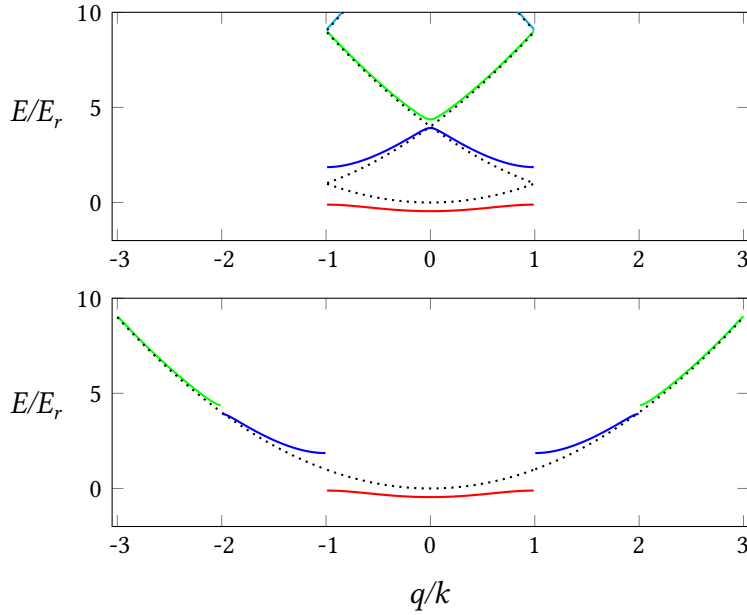


FIG. II.2. : Structure de bande dans le cas d'un réseau de profondeur $U_0 = 4E_r$. En bas on a déplié le schéma de bande afin de bien montrer le lien avec le cas d'une particule libre (en pointillé). Courbe extraite de DALIBARD, 2013.

$$\hat{T}_d \psi(x) = \psi(x - d) \text{ soit } \hat{T}_d = e^{i\hat{p}d/\hbar}$$

On démontre facilement que la périodicité spatiale de l'hamiltonien II.3 implique que \hat{T}_d commute avec \hat{H} . Il existe donc une base de fonctions propres commune aux deux opérateurs. L'opérateur \hat{T}_d étant unitaire, ses valeurs propres sont les complexes de module 1, qu'on peut *p. ex.* écrire sous la forme e^{iqd} avec $q \in]-\frac{\pi}{d}; \frac{\pi}{d}]$.

Ne reste plus qu'à appliquer la définition de l'opérateur de translation pour en déduire le théorème de Bloch (F. BLOCH, 1928; DALIBARD, 2013) : les états propres de \hat{H} s'écrivent sous la forme d'ondes de Bloch, produits d'une onde plane e^{iqx} et d'une fonction u_q périodique de période d :

$$\psi_q(x) = u_q(x)e^{iqx} \tag{II.8}$$

La quasi-impulsion q En rappelant brièvement les grandes étapes de la démonstration du théorème de Bloch, on remarque qu'on a introduit arbitrairement un paramètre

q . Pour comprendre sa signification physique, il est intéressant de faire l'analogie avec un système libre (CLADÉ, 2014), et donc invariant par n'importe quelle translation. La quantité conservée est l'impulsion, soit l'opérateur \hat{p} lorsque le système est quantifié. Les états propres de l'hamiltonien libre sont des ondes planes.

En revanche, dans un réseau, soit le cas de l'hamiltonien II.3, l'impulsion n'est plus conservée. C'est en revanche le cas de q , appelée quasi-impulsion. Celle-ci est définie modulo $2\pi/d$; on a en effet posé plus haut et arbitrairement l'intervalle de définition $] -\frac{\pi}{d}; \frac{\pi}{d}]$, correspondant à la première zone de Brillouin.

Structure de bande Il ne reste plus qu'à introduire la solution II.8 dans l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H}_q u_q(x) = E(q) u_q(z) \text{ avec } \hat{H}_q = \frac{(\hat{p} + \hbar q)^2}{2m} + U(z) \quad (\text{II.9})$$

Cette équation admet un ensemble discret de solutions que l'on peut noter $u_{n,q}(z)$, où $n \in \mathbb{N}$ est l'indice de bande pour chaque quasi-impulsion q .

On note $E_n(q)$ l'énergie propre de la n -ième bande de Bloch.

Base de Wannier On définit les puits de potentiels comme les minima du potentiel $U(z)$, soient les $z_l = l \cdot \lambda/2$, $l \in \mathbb{N}$. On peut démontrer (ASHCROFT et MERMIN, 1976; BONNAUD, 2006) qu'il est possible de développer les fonctions de Bloch en série de Fourier, conduisant à l'introduction de la base des fonctions de Wannier $|w_{n,l}\rangle$ (WANNIER, 1937), centrées sur les puits de potentiel l pour une bande de Bloch n , là où les fonctions de Bloch étaient délocalisées :

$$w_{n,l}(z) = \sqrt{\frac{1}{2k}} \int_{-k}^k \psi_{n,q}(z) e^{-iql \cdot \lambda/2} dq$$

Par définition, dans une bande de Bloch n donnée, les fonctions de Wannier se déduisent les unes des autres par translation d'un puits à un autre :

$$w_{n,0}(z - l \cdot \lambda/2) = w_{n,l}(z)$$

II.1.3. Cas d'un piège vertical

Ajoutons à présent le potentiel de pesanteur à l'hamiltonien \hat{H} équation (II.3) pour obtenir l'hamiltonien \hat{H}_{WS} équation (II.4) :

$$\begin{aligned}\hat{H}_{WS} &= \left(\frac{\hat{p}^2}{2m_{Rb}} + \frac{U_0}{2} \right) + \frac{mU_0}{2} \cos 2k\hat{z} - m_{Rb}g\hat{z} \\ &= \hat{H}_0 + \frac{mU_0}{2} \cos 2k\hat{z} - m_{Rb}g\hat{z} \\ &= \hat{H} - m_{Rb}g\hat{z}\end{aligned}$$

Ce type d'hamiltonien, comme celui étudié précédemment, a d'abord été rencontré dans le cadre de la physique des solides, où l'équivalent du potentiel de pesanteur est un champ électrique continu auxquels sont soumis les électrons d'un cristal (WANNIER, 1937) (soit un potentiel linéaire $-E\hat{x}$). L'ajout de ce potentiel \hat{F} brise la symétrie de translation qu'on avait avec l'hamiltonien de Bloch \hat{H} ; le théorème de Bloch n'est plus applicable.

Hamiltonien équivalent Notons $\hat{V}(z) = \frac{mU_0}{2} \cos 2kz$ le potentiel spatial périodique indépendant du temps, et introduisons le potentiel vecteur $\hat{A}(t) = m_{Rb}gt$ associé à la force de gravité.

On peut montrer qu'il existe une transformation unitaire \hat{U} permettant de passer entre \hat{H}_{WS} et l'hamiltonien (KRIEGER et IAFRATE, 1986) :

$$\tilde{\hat{H}} = \frac{(\hat{p} - A(t))^2}{2m_{Rb}} + \hat{V}(z) \quad (\text{II.10})$$

C'est le cas avec la transformation unitaire définie par :

$$\hat{U}(t) = e^{-i\hat{z}p_0(t)/\hbar}$$

Où $p_0(t)$ est une fonction à déterminer. En effet, elle conserve l'opérateur position et décale l'opérateur impulsion d'un terme p_0 à choisir :

$$\hat{U}\hat{p}\hat{U}^\dagger = \hat{p} + p_0$$

En posant simplement $p_0 = \hat{A}$, si on applique simplement la transformation unitaire à l'équation de Schrödinger associée à $\tilde{\hat{H}}$ pour un état $|\tilde{\psi}(t)\rangle$, on retombe alors sur celle associée à \hat{H}_{WS} pour l'état transformé (COHEN-TANNOUDJI, 2000 ; DALIBARD, 2013) :

$$|\psi(t)\rangle = \hat{U}(t)|\tilde{\psi}(t)\rangle \quad (\text{II.11})$$

Évolution du quasi-moment L'hamiltonien \tilde{H} commute avec l'opérateur de translation spatiale, donc on peut appliquer le théorème de Bloch donc d'après l'équation (II.8), ses états propres s'expriment :

$$\tilde{\psi}(t) = e^{i\tilde{q}z} u_q(z, t)$$

Avec \tilde{q} la quasi-impulsion et u_q périodique de période d . L'équation (II.11) plus haut nous donne directement l'écriture des solutions de l'hamiltonien $\hat{H}_W S$:

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= \hat{U}(t)|\tilde{\psi}(t)\rangle \\ \psi(t) &= e^{i(\tilde{q} + \frac{1}{\hbar} m_{Rb} g t)z} u_q(z, t) \\ &= e^{iq(t)z} u_q(z, t) \end{aligned}$$

Où on a défini la quasi-impulsion $q(t)$ dépendante du temps par :

$$\boxed{q(t) = \tilde{q} + \frac{1}{\hbar} m_{Rb} g t} \quad (\text{II.12})$$

Évolution d'un état de Bloch Partons d'une état de la forme :

$$\psi(t) = e^{iq(t)z} u_{q(t)}(z, t)$$

Avec $q(t)$ la pseudo-impulsion définie plus haut. Nous pouvons alors remplacer dans l'équation de Schrödinger :

$$\begin{aligned} i\hbar \partial_t (e^{iq(t)z} u_q) &= (\hat{H} - m_{Rb} g z) \cdot e^{iq(t)z} u_q \\ \Rightarrow i\hbar \partial_t u_q &= \hat{H} \cdot u_q + (\hbar \dot{q}(t) - m_{Rb} g) z u_q \\ \Rightarrow i\hbar \partial_t u_q &= \hat{H} \cdot u_q \end{aligned}$$

Cela est vrai de quelle que soit la fonction $u_{q(t)}(z, t)$ choisie, cherchons donc une solution sous la forme :

$$u_{q(t)}(z, t) = f(t) \cdot u_{n,q(t)}(z)$$

Avec $u_{n,q(t)}$ et $E_n(q(t))$ une solution propre de l'hamiltonien \hat{H} (en l'absence de la gravité), c'est-à-dire que $E_n(q(t))$ est l'énergie propre de la n-ième bande de Bloch, et $f(t)$ une fonction que l'on cherche à déterminer.

On obtient alors :

$$\boxed{i\hbar \partial_t [f(t) \cdot u_{n,q(t)}(z)] = E_n(q(t)) f(t) u_{n,q(t)}(z)} \quad (\text{II.13})$$

Simplification de l'équation de Schrödinger Le premier terme fait donc apparaître un terme où apparaît $\partial_t u_{n,q(t)}(z)$.

Ce terme traduit les transitions entre les différentes bandes à la valeur $q(t)$ de la quasi-impulsion. Toute le problème consiste à savoir si on peut ou non négliger ce terme, c'est-à-dire l'effet Landau-Zener, dans la suite du développement, ce qui a été longtemps discuté dans la littérature (WANNIER, 1969; ZAK, 1968). Si on le néglige, l'équation de Schrödinger se simplifie en :

$$i\hbar u_{n,q(t)}(z) \partial_t f(t) - E_n(q(t)) u_{n,q(t)}(z) f(t) = 0$$

D'où l'expression du terme de phase :

$$f(t) = e^{-i\frac{1}{\hbar} \int_0^t E_n(q(t')) dt'}$$

Autrement dit, si on peut négliger le couplage inter-bande, $u_{q(t)}(z, t)$ coïncide à une phase près avec l'état propre $u_{n,q(t)}(z)$ correspondant à l'hamiltonien sans gravité, soit la structure de bande étudiée à la [section II.1.2](#), et les états propres de \hat{H}_{WS} s'écrivent :

$$|\psi(t)\rangle = e^{iq(t)z} e^{-i\frac{1}{\hbar} \int_0^t E_n(q(t')) dt'} u_{n,q(t)}(z) \quad (\text{II.14})$$

II.1.4. Oscillations de Bloch & échelle de Wannier-Stark

Oscillations de Bloch L'évolution dans le temps de la solution de l'équation (II.14) au problème de Wannier-Stark est régie par l'opérateur :

$$\mathcal{D}(t) = e^{iq(t)z}$$

Et on a vu que la quasi-impulsion $q(t)$ évolue linéairement dans le temps à la vitesse mg/\hbar (équation (II.12)), donc elle parcourt une zone de Brillouin en un temps :

$$\tau_B = \frac{2\hbar k}{m_{Rb}g} \quad (\text{II.15})$$

Il apparaît donc que les solutions $|\psi(t)\rangle$ au problème de Wannier-Stark sont elles aussi périodiques dans le temps avec une période τ_B . On parle d'oscillations de Bloch en référence à la structure de bande, fermée comme on l'a vue, qu'elle parcourt au cours du temps, dans le cas où les couplages inter-bandes sont négligés comme on l'a représenté [figure II.3](#).

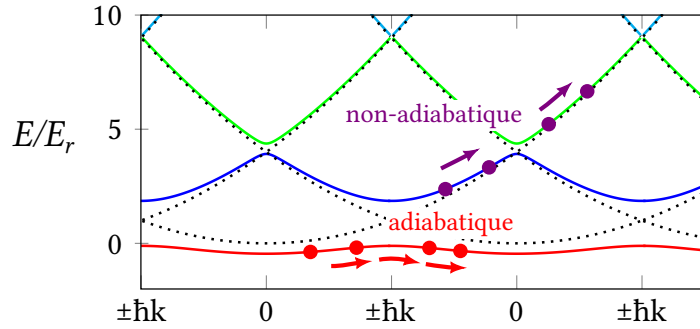


FIG. II.3. : On reprend la [figure II.2](#) en représentant la structure de bande d'un réseau de profondeur $U_0 = 4 E_r$ sous forme « dépliée » en représentant côté à côté diverses zones de Brillouin.

Quand les atomes de la première bande sont soumis à une force constante et uniforme, leur quasi-impulsion augmente linéairement avec le temps. Si cette force est suffisamment faible, ils restent dans la première bande et effectuent un mouvement périodique.

Figure d'après (CLADÉ et al., 2010).

Échelle de Wannier-Stark Les symétries de l'hamiltonien \hat{H}_{WS} permettent d'établir trivialement que si $|\psi(z)\rangle$ est un état propre pour l'énergie E , alors $|\psi(z+d)\rangle$ l'est pour $E - m_{Rb}gd$, où d est la période du réseau.

En négligeant comme on se l'est autorisé plus haut les couplages inter-bandes, il apparaît que les énergies sont placées sur une échelle discrète, communément appelée échelle de Wannier-Stark :

$$E_{n,l} = \bar{\epsilon}_n + l \cdot m_{Rb}g\lambda/2$$

Avec $\bar{\epsilon}_n$, l'énergie moyenne dans la n -ième bande de Bloch, l l'indice du puits du réseau, λ la longueur d'onde du laser formant le réseau, et m_{Rb} la masse du Rubidium. Cette relation fait directement apparaître la fréquence de Bloch ν_B comme la différence de fréquence entre les états d'énergie de deux puits successifs :

$$h\nu_B = m_{Rb}g\frac{\lambda}{2} \quad (\text{II.16})$$

II.1. Atomes dans un réseau & structure de bande

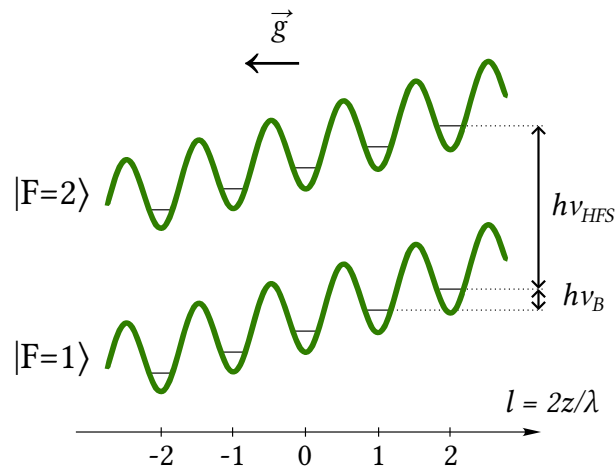


FIG. II.4. : Échelle des états de Wannier-Stark. Chaque puits du réseau subit une différence d'énergie $h\nu_B$.

II.2. Diffraction par une onde stationnaire

En 1924, Louis de Broglie tente de résoudre les contradictions apparentes de la physique quantique en étendant le dualisme des descriptions ondulatoire et corpusculaire de la lumière, introduit 23 ans plus tôt par Max Planck, aux particules élémentaires de la matière, et notamment aux électrons (BROGLIE, 1924; PLANCK, 1901). Il ne faudra pas attendre longtemps pour que cette hypothèse soit confirmée expérimentalement, dans un premier temps avec des électrons (DAVISSON et GERMER, 1927; THOMSON et REID, 1927). L'hypothèse est confirmée quelques années plus tard pour les neutrons (HALBAN et PREISWERK, 1937; MITCHELL et POWERS, 1936) pour les atomes et les molécules (ESTERMANN et STERN, 1930).

La possibilité de diffracter puis de faire interférer des ondes de matière sur un réseau optique a été très tôt considérée par Kapitza et Dirac dans le cas des électrons (KAPITZA et DIRAC, 1933). Il faudra toutefois attendre cinquante ans pour une confirmation expérimentale par MOSKOWITZ et al., 1983, avec l'observation de l'équivalent temporel de franges de Fresnel après la fermeture d'un interrupteur mécanique en amont du réseau optique.

Conditions du problème On considère la diffraction de notre nuage d'atome sur une onde lumineuse stationnaire de profondeur U_0 pendant un temps τ . C'est le cas de l'hamiltonien II.3 page 5. Selon la durée de l'impulsion lumineuse on peut considérer plusieurs régimes d'interaction, dépendant des valeurs de U_0 et τ .

II.2.1. Régime de Raman-Nath

Le premier cas est celui où l'on peut négliger le terme cinétique en $\hat{p}^2/2m$ de l'hamiltonien. Il s'agit des cas où le temps d'interaction τ est petit devant l'inverse de la fréquence de piégeage ν_L définie plus haut équation II.6 : les atomes n'ont « pas le temps » de bouger pendant la période d'interaction :

$$\tau \ll \nu_L^{-1}, \text{ avec } \nu_L = \nu_r \sqrt{U_0/E_r}$$

Avec, $U(z)$ la profondeur du réseau optique défini à la section II.1, w la largeur à $1/e^2$ au niveau des atomes.

Dans cette approximation, l'évolution de l'état propre $|\psi(z, t)\rangle$ entre les instants 0 et τ s'exprime simplement :

$$\begin{aligned} |\psi(z, \tau)\rangle &\approx e^{-iU(z)\tau/\hbar} & |\psi(z, t = 0^-)\rangle \\ &\approx e^{-iU_0(1+m \cos 2kz)\tau/(2\hbar)} & |\psi(z, t = 0^-)\rangle \end{aligned}$$

II.2. Diffraction par une onde stationnaire

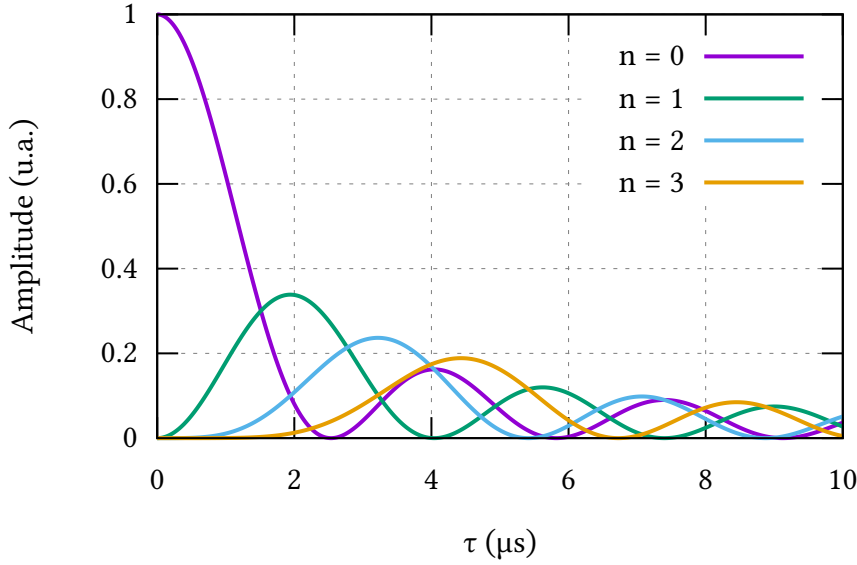


FIG. II.5. : Amplitude des différents ordres de diffraction, calculés dans le régime de Raman-Nath, pour une profondeur de réseau $U_0 = 80E_r$ et $m = 1$.

Le développement de Jacobi-Anger permet d'exprimer cet opérateur évolution en fonction d'une somme de fonctions de Bessel à une phase près :

$$|\psi(z, t)\rangle \approx \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n \left(\frac{mU_0\tau}{2\hbar} \right) e^{2inkz} \cdot \psi(z, t = 0^-)$$

Avec J_n la fonction de Bessel d'ordre n .

Cette formule nous sera particulièrement utile pour déterminer la profondeur du réseau vu par les atomes à des moments clés de la séquence expérimentale, comme nous le verrons dans la [partie III](#). Elle nous donne en effet l'amplitude relative de chacun des ordres de diffraction en fonction de la profondeur U_0 vue par les atomes et de la durée de l'impulsion τ . On représente ainsi *p. ex.* [figure II.5](#) l'évolution de l'amplitude des trois premiers ordres de diffraction pour une profondeur de $80 E_r$.

On illustre [figure II.6](#) p. 16 un exemple de mesure de la profondeur du réseau à l'aide de cette méthode. En pratique, on peut simplement chercher à déterminer la durée nécessaire pour remonter à des points particuliers de la courbe [figure II.5](#), tels que des points d'intersection où deux ordres de diffraction ont la même amplitude.

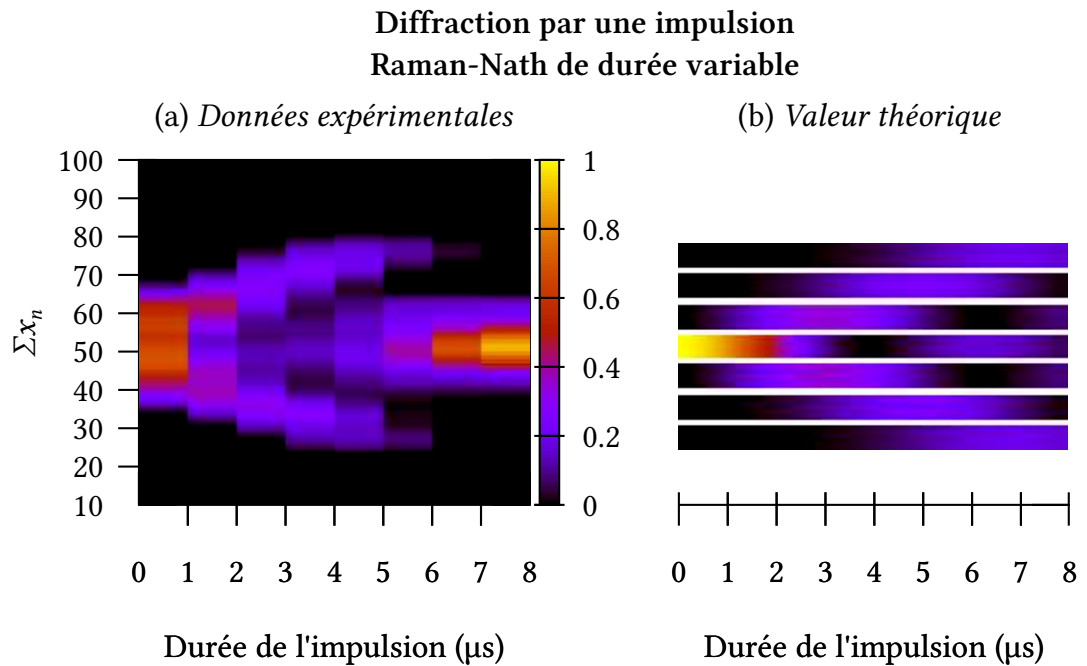


FIG. II.6. : Exemple de calibration de la profondeur d'un réseau à l'aide d'une impulsion Raman-Nath de durée variable. On représente à chaque instant t , la valeur de la somme Σx_n de chaque ligne de pixels (perpendiculairement à \vec{g}) sur la caméra CCD, en imagerie d'absorption.
À droite, une comparaison avec l'évolution théorique des différents ordres de diffraction, dans la même représentation (pour $U = 50$).

II.2.2. Régime de Bragg

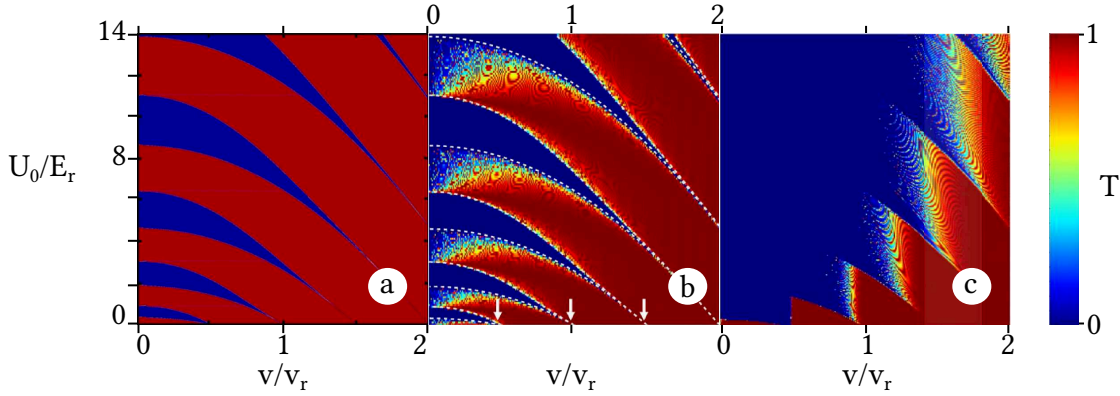


FIG. II.7. : Diagramme de stabilité de l'équation de Mathieu exprimé dans les paramètres de notre système (a). En (b) et (c), diagrammes présentant de même la valeur du coefficient de transmission T , respectivement dans le cas d'enveloppes carrée ou gaussienne du profil d'intensité de l'impulsion de Bragg. Figures tirées de (CHEINEY, 2013; FABRE et al., 2011).

Dans le régime de Raman-Nath, on ne peut au mieux transférer que 33.6% des atomes dans un ordre diffracté donné. Le cas opposé, appelé régime de Bragg correspond à l'inverse au cas où on parvient à transférer adiabatiquement la majeure partie des atomes dans un ordre diffracté donné. Dans ce cas, il faut prendre en compte le terme cinétique de l'équation de Schrödinger, et on n'a plus d'expression analytique simple de ses solutions. Si le problème est mathématiquement complexe, nous avons montré plus haut que l'équation de Schrödinger du système se ramène en fait dans notre cas unidimensionnel à la résolution de l'équation de Mathieu II.7, amplement étudiée depuis son introduction au XIX^e siècle (MATHIEU, 1868).

En particulier, on peut démontrer (CHEINEY, 2013; FABRE et al., 2011) à partir de la résolution de l'équation de Mathieu qu'un profil d'intensité gaussien est préférable à un profil d'intensité carré pour parvenir à réaliser des transitions de Bragg. À l'aide d'un traitement numérique, on peut calculer le diagramme de stabilité des solutions de l'équation de Mathieu (a), ainsi que l'effet de la forme de l'enveloppe de l'impulsion de Bragg. On a représenté (b) le cas d'une enveloppe carrée et (c) celui d'une enveloppe gaussienne (FABRE et al., 2011). On constate que l'efficacité de la transition (la « transmission ») est meilleure pour une enveloppe gaussienne. Elle reste moins bonne pour des vitesses incidentes plus élevées du fait que l'on ne peut plus négliger les tran-

sitions Landau-Zener.

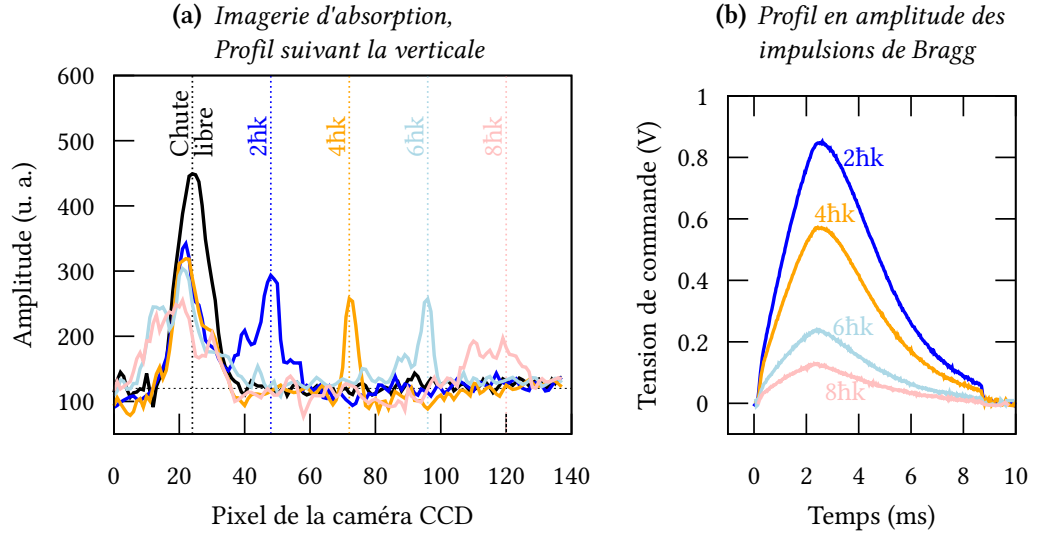


FIG. II.8. : Observation expérimentale de transitions de Bragg sur Forca-G.

Figure II.8, nous indiquons un exemple de transitions de Bragg réalisé à l'aide des faisceaux de Bloch (voir la description du banc au chapitre VII). L'amplitude de puissance des tensions est modulée dans un acousto-optique à l'aide de la tension de commande¹ de la sous-figure (b). On a représenté le profil du nuage atomique après un temps de vol, observé par imagerie d'absorption, sous-figure (a). Nous avons pu démontrer des séparations de Bragg jusque $8hk$.

¹Obtenue simplement à l'aide d'un signal en créneau d'amplitude crête-à-crête commandable filtré par un circuit RC dont la résistance est ajustable à l'aide d'un potentiomètre.

Chapitre III.

Interférométrie atomique sur Forca-G

AU DÉBUT DU XIX^e siècle, la nature ondulatoire de la lumière, déjà proposée à la fin du XVII^e siècle par HUYGENS, 1690 rencontrait encore de fortes réticences. Hormis l'expérience de l'anneau de Newton (ANGO et PARDIES, 1682; HOOKE, 1665; NEWTON et al., 2015), peu d'avancées avaient alors été depuis réalisées. Elle ne s'imposera avec le développement d'un premier interféromètre¹ par YOUNG, 1804, la découverte de la polarisation de la lumière par MALUS, 1808, et les développements théoriques de FRESNEL, 1826. Rapidement, l'utilisation de l'interférométrie comme un outil de mesure particulièrement précis s'imposa et de très nombreuses géométries furent proposées et utilisées tout au long du XIX^e siècle.

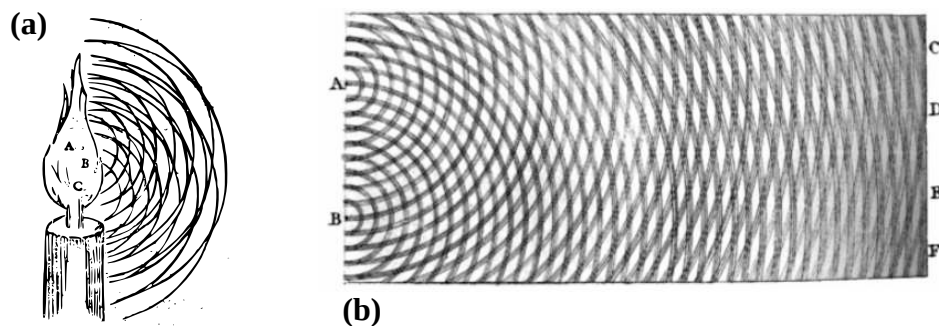


FIG. III.1. :

- (a) Ondes sphériques produites par une bougie (HUYGENS, 1690).
- (b) Diagramme illustrant le phénomène d'interférence dans un cas hydraulique similaire à celui des fentes de Young (YOUNG, 1807).

¹À noter que certains auteurs refusent de parler d'interféromètre pour les fentes d'Young, terme qu'ils réservent aux cas où le front d'onde est séparé puis recombinaé (BORN et WOLF, 1999).

Chapitre III. Interférométrie atomique sur Forca-G

Nous avons déjà évoqué, section II.2 page 14, comment la découverte de la dualité onde-corpuscule dans les années 1930 avait permis quelques dizaines d'années plus tard de réaliser les premiers interféromètres à onde de matière, à l'aide d'électrons puis de neutrons. La tentation était forte en effet de reproduire le cheminement qu'avait suivi un siècle plus tôt l'optique ondulatoire. Il fallut néanmoins attendre cinquante ans pour que de premiers interféromètres à atomes soient réalisés.

La dualité onde-corpuscule permet d'associer à chaque particule une longueur d'onde, dite de de Broglie, $\lambda_{dB} = h/p$. On peut aisément étendre cette notion au cas d'un gaz de particules de masse m à la température T avec les relations de base de la physique statistique pour obtenir la longueur d'onde thermique de de Broglie :

$$\lambda_{dB}^{TH} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}$$

Cette dépendance en $1/\sqrt{T}$ explique cette attente de cinquante ans, puisqu'il faut attendre le début des années 80 pour voir apparaître les techniques de refroidissement par laser, permettant d'augmenter drastiquement cette longueur λ_{dB}^{TH} , équivalente en interférométrie classique à la longueur de cohérence. La difficulté reste alors de réaliser efficacement une séparatrice (de manière analogue à la lame séparatrice des interféromètres optiques). Deux approches sont en concurrence et permettent d'obtenir simultanément les premiers interféromètres en 1991. D'un côté certains choisissent de bénéficier des progrès des nanotechnologies dans les années 80 et utilisent des nanostructures comme séparatrices (CARNAL et MLYNEK, 1991; KEITH et al., 1991), de l'autre, des réseaux optiques sont utilisés comme séparatrice, par diffraction de Bragg, dans le régime de Bragg (GILTNER et al., 1995; RASEL et al., 1995) ou de Raman-Nath (CAHN et al., 1997), ou via des transitions Raman (KASEVICH et CHU, 1991).

C'est cette dernière approche qui est utilisée sur Forca-G, nous montrerons dans ce chapitre comment, dans le contexte d'atomes froids piégés dans un réseau vertical, soit comme on l'a montré au chapitre II, dont les états sont organisés suivant une échelle de Wannier-Stark, on peut utiliser des impulsions micro-ondes et Raman comme séparatrice d'un interféromètre. Puis nous montrerons comment se servir de cet interféromètre pour mesurer des forces en général et la force de Casimir en particulier.

III.1. Oscillations de Rabi

Nous avons déjà vu section II.2, qu'il est possible d'utiliser la lumière comme un réseau de diffraction pour une onde de matière, donc de réaliser des séparatrices ou des miroirs à l'aide d'impulsions lumineuses, et donc un interféromètre à l'aide d'une séquence d'impulsions.

Un système quantique à deux niveaux placé dans un champ oscillant dans le temps développe un comportement cyclique appelé oscillations de Rabi. Ce phénomène a d'abord été mis en évidence à l'aide de fermions placés dans un champ variable oscillant dans le temps (RABI et al., 1939), puis dans de très nombreux systèmes jusqu'à devenir un outil de base dans des domaines aussi variés que les nano-technologies ou la photonique (*p. ex.* FUSHMAN et al., 2008; SCHÖN et al., 2020; SUZUKI et SINGH, 2020), l'informatique quantique (*p. ex.* PLONUS, 2020; VIJAY et al., 2012), ou encore la microscopie électronique (*p. ex.* FEIST et al., 2015)...

Nous traitons dans cette section du cas relativement général de l'oscillation de Rabi des populations d'un atome à deux niveaux en présence d'un champ électromagnétique résonnant. Sur notre expérience, il s'agit de la transition hyperfine du ^{87}Rb à 6,834 682 610.90429 (9) Hz (BIZE et al., 1999; STECK, 2021), ainsi qu'on l'a représenté figure III.2. Le champ résonnant est réalisé de deux manières différentes, ainsi que nous le verrons dans la section suivante, section III.2, où nous présenterons les particularités de chacune de ces deux méthodes dans le contexte d'atomes piégés dans un réseau vertical.

III.1.1. Description du problème

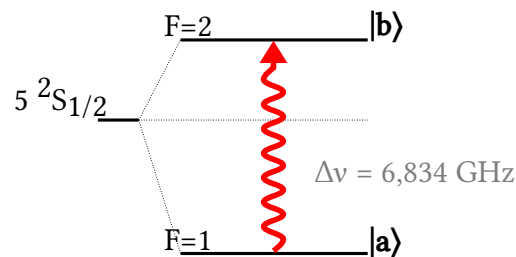


FIG. III.2. : Transition hyperfine du ^{87}Rb à 6,834 GHz, utilisée sur ForcaG pour réaliser des transitions micro-onde.

On considère le problème général de l'interaction d'un champ électromagnétique monochromatique de pulsation ω avec un atome à deux niveaux, notés $|a\rangle$ et $|b\rangle$. Par définition, il s'agit des états propres de l'hamiltonien hors perturbation du système, \hat{H}_0 , et on note $\hbar\omega_a$ et $\hbar\omega_b$ les états propres correspondants.

On cherche à exprimer l'amplitude de probabilité $\alpha(t)$ (resp. $\beta(t)$) que l'atome soit dans l'état $|a\rangle$ (resp. $|b\rangle$). On peut écrire la fonction d'onde sous la forme :

$$|\psi\rangle(t) = \alpha(t)e^{-i\omega_a t}|a\rangle + \beta(t)e^{-i\omega_b t}|b\rangle$$

Hamiltonien Dans un premier temps, nous exprimons l'hamiltonien de notre système :

$$\hat{H}(t) = \hat{H}_0 + \hat{H}_E(t) \quad (\text{III.1})$$

\hat{H}_0 est l'hamiltonien atomique déjà défini plus haut, et $\hat{H}_E(t)$ l'hamiltonien d'interaction avec le champ électrique.

Dans l'approximation des grandes longueurs d'ondes², on peut démontrer que ce dernier hamiltonien peut s'exprimer en fonction de l'opérateur moment dipolaire de l'atome, \hat{d} et du rayonnement incident au niveau de l'atome $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos \omega t - \phi$. Sachant que $|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b| = 1$, on fait alors apparaître l'élément de matrice $\vec{d}_{a,b} = \langle a|\hat{d}|b\rangle$, ou moment dipolaire électrique de notre transition :

$$\begin{aligned} \hat{H}_E(t) &= -\vec{d} \cdot \vec{E}(t) \\ &= -\left(\vec{d}_{a,b}|a\rangle\langle b| + \vec{d}_{b,a}|b\rangle\langle a|\right) \vec{E}_0 \cos \omega t - \phi \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

III.1.2. Résolution

Pour obtenir des équations différentielles couplées pour $\alpha(t)$ et $\beta(t)$, il ne reste plus qu'à introduire l'expression de cet hamiltonien et de la fonction d'onde $|\psi\rangle(t)$ dans l'équation de Schrödinger.

$$\partial_t |\psi\rangle(t) = \hat{H}(t) |\psi\rangle(t)$$

²Cette approximation est valable dans notre cas, puisque la longueur d'onde du rayonnement est grande devant l'étendue spatiale de notre fonction d'onde. L'expression de cet hamiltonien repose sur la transformation de jauge de Göppert-Mayer, dont on trouvera un traitement complet dans GRYNBERG et al., 2010.

On se place dans l'approximation du champ tournant, justifiée dans l'ensemble de ce manuscrit, où le décalage en fréquence $\delta = \omega - \omega_{ab}$ entre la pulsation ω du laser et la transition ω_{ab} vérifie :

$$|\delta| \ll \omega$$

On peut se débarrasser des termes oscillant à la fréquence ω et on en déduit le système d'équations différentielles couplées :

$$\begin{cases} i\hbar\dot{\alpha}(t) = -\hbar\frac{|\Omega|}{2}e^{i\phi}e^{i\delta t} \cdot \beta(t) \\ i\hbar\dot{\beta}(t) = -\hbar\frac{|\Omega|}{2}e^{-i\phi}e^{-i\delta t} \cdot \alpha(t) \end{cases}$$

Où on a fait apparaître la fréquence de Rabi Ω définie par :

$$\Omega = \frac{\vec{d}_{a,b} \cdot \vec{E}_0}{\hbar} \quad (\text{III.3})$$

En différenciant la première expression, on peut découpler les deux équations pour obtenir :

$$\begin{cases} \ddot{\alpha}(t) - i\delta\dot{\alpha}(t) + \frac{\Omega^2}{4}\alpha(t) = 0 \\ \ddot{\beta}(t) + i\delta\dot{\beta}(t) + \frac{\Omega^2}{4}\beta(t) = 0 \end{cases}$$

Matrice de transfert Il ne reste plus qu'à résoudre en fonction des conditions initiales $\alpha(t_0)$ et $\beta(t_0)$. On peut exprimer le résultat sous la forme d'une matrice de transfert M entre les états $(\alpha, \beta)^T(t + t_0)$ et $(\alpha, \beta)^T(t_0)$:

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} (t_0 + \tau) = M(t, t_0, \delta) \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} (t_0) \quad (\text{III.4})$$

Avec les coefficients de $M(t_0 + \tau, t_0, \delta)$:

$$\left\{ \begin{array}{l} m_{00} = \left(\cos \frac{\Omega_g \tau}{2} + i \frac{\delta}{\Omega_g} \sin \frac{\Omega_g \tau}{2} \right) e^{-i\delta\tau/2} \\ m_{11} = \left(\cos \frac{\Omega_g \tau}{2} - i \frac{\delta}{\Omega_g} \sin \frac{\Omega_g \tau}{2} \right) e^{+i\delta\tau/2} \\ m_{01} = -i \frac{\Omega}{\Omega_g} e^{-i\phi} \sin \frac{\Omega_g \tau}{2} e^{-i\delta(\tau/2+t_0)} \\ m_{10} = -i \frac{\Omega}{\Omega_g} e^{+i\phi} \sin \frac{\Omega_g \tau}{2} e^{+i\delta(\tau/2+t_0)} \end{array} \right. \quad (\text{III.5})$$

Où l'on a introduit la fréquence de Rabi généralisée, $\Omega_g = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$.



Si on suppose plus simplement que l'on démarre avec les atomes dans l'état $|a\rangle$ à $t = 0$, c'est-à-dire que $\alpha(0) = 1 - \beta(0) = 1$, on en déduit facilement que la probabilité pour un atome de se trouver dans l'état $|b\rangle$ à l'instant t est proportionnelle à $\sin^2 \Omega_g t/2$.

La fréquence de Rabi telle que nous l'avons définie (généralisée, si $\delta \neq 0$) est la fréquence des oscillations. L'amplitude de cette oscillation est en outre proportionnelle à Ω^2/Ω_g^2 , c'est-à-dire maximale si l'onde électromagnétique est à résonance avec la transition.

III.1.3. Transitions π et $\pi/2$

Ce phénomène d'oscillation nous fournit donc une méthode permettant de réaliser une séparatrice pour nos ondes de matière. Pour un jeu de paramètres donnés du champ oscillant $\vec{E}(t)$, c'est-à-dire pour une fréquence de Rabi Ω donnée, il suffit de faire varier la durée d'interaction τ des atomes avec le champ. Supposons que l'on part à l'instant initial avec l'ensemble des atomes dans l'état fondamental $|a, \hat{p}\rangle$, deux cas sont particulièrement intéressants [figure III.5](#) :

- Si $\Omega\tau_{\pi/2} = \pi/2$, l'atome est dans une superposition cohérente des deux états, on a réalisé l'équivalent d'une séparatrice ;
- Si $\Omega\tau_{\pi} = \pi$, l'ensemble des atomes est transféré de l'état $|a, \hat{p}\rangle$ vers l'état $|b, \hat{p} + \hbar k\rangle$.

III.1. Oscillations de Rabi

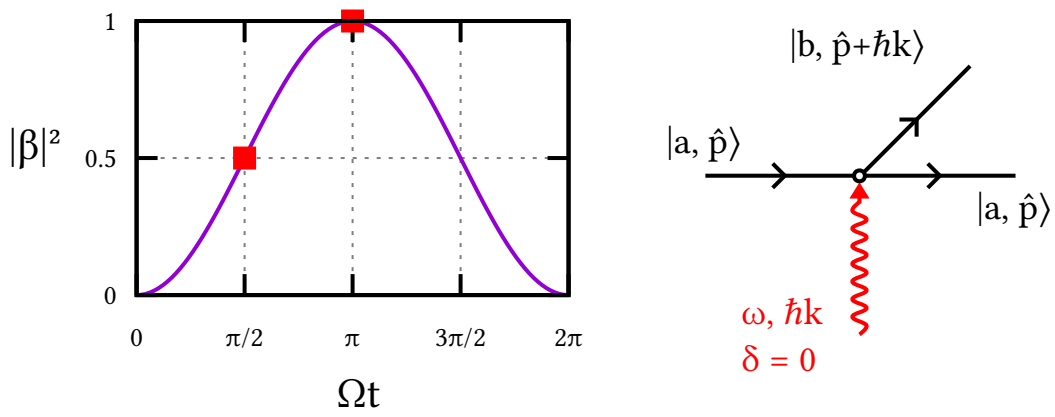


FIG. III.3. : Probabilité de transition dans le cas où $\delta = 0$. On a résumé à droite le processus de manière diagrammatique.

III.2. Couplage entre les puits du réseau vertical : cas des transitions micro-onde et Raman

Sur notre expérience, nous disposons de deux méthodes pour réaliser le champ électromagnétique permettant de réaliser des oscillations de Rabi des populations peuplant les deux états hyperfins de l'état fondamental de la raie D_2 du rubidium 87 :

- à l'aide d'un champ micro-onde accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$;
- à l'aide d'une transition Raman.

Après avoir évalué la force du couplage entre les puits du réseau lors de l'interaction avec une onde électromagnétique semblable à celle de la [section III.1](#) mais pour un atome piégé dans un réseau vertical (cf. la [section II.1.4](#)), nous montrerons quelles différences cela implique pour chacune des transitions.

III.2.1. Couplage entre les puits de l'échelle de Wannier-Stark

Hamiltonien dans le cas d'atomes piégés Sur Forca-G, les atomes sont piégés dans un réseau vertical lors de nos mesures. Ainsi, la situation est légèrement différente de celle présentée dans la [section III.1](#) où on ne prenait pas ce potentiel en compte (les atomes étaient en chute libre). En particulier, la quantité de mouvement est inchangée avant et après l'impulsion Raman et le système à considérer pour écrire la conservation de l'énergie est désormais le système { atomes + réseau }. L'hamiltonien \hat{H} est donc la somme des deux hamiltoniens déjà étudiés indépendamment, l'hamiltonien du système en présence du réseau \hat{H}_{WS} , introduit [équation \(II.4\)](#), et l'hamiltonien d'interaction avec un champ électromagnétique \hat{H}_E , introduit [équation \(III.2\)](#) :

$$\hat{H} = \hat{H}_{WS} + \hat{H}_E$$

Cherchons à évaluer le couplage entre les états internes $|i\rangle$ et externes $|W_{b,l}\rangle$ de l'atome dans le réseau. On a noté b l'indice de bande et l celui du puits et on a numéroté les états internes $i = a$ ou b .

Projection sur la base des états internes et externes Nous projetons la fonction d'onde $|\psi\rangle(t)$ du système dans la base $\{|\phi_{b,l}, i\rangle\}$ des états internes et externes définie par :

$$\{|\phi_{b,l}, i\rangle\} = \{|W_{b,l}\rangle \otimes |i\rangle\} \quad (\text{III.6})$$

Soit, sans négliger les transitions inter-bandes :

$$|\psi\rangle(t) = \sum_{b,l} (\alpha_{b,l}(t)e^{-iE_{b,l}t/\hbar}e^{-i\omega_a t}|\phi_{b,l}, a\rangle + \beta_{b,l}(t)e^{-i(E_{b,l}/\hbar + \omega_{ab})t}e^{-i\omega_b t}|\phi_{b,l}, a\rangle) \quad (\text{III.7})$$

Avec les notations habituelles, et $\alpha_{b,l}$ et $\beta_{b,l}$ les amplitudes de probabilité associées aux deux niveaux internes pour le puits d'indice l dans la bande b pour chacun des états internes $i = a$ ou b .

Pour une certaine bande de Bloch, on ne somme que sur les puits l et on peut exprimer les énergies propres $E_{b,l}$ en fonction de la pulsation de Bloch ω_B que nous avons définie [équation \(II.16\)](#). On rappelle que $E_{b,l} - E_{b,m} = \hbar(l - m)\omega_B$.

Résolution de l'équation de Schrödinger Si on se restreint à une unique bande de Bloch³, la résolution de l'équation de Schrödinger se fait de la même façon qu'à la [section III.1](#) et on obtient un système d'équations différentielles couplées semblable à celui obtenu en chute libre pour les amplitudes de probabilité α_l et β_l . Notons que cela est possible à condition de négliger les couplages inter-bandes, c'est-à-dire l'effet Landau-Zener. Les états propres solutions sont en fait des pseudo-états propres de durées de vie limitées. Dans le cas de Forca-G, il a été prouvé ([PELISSON, 2012](#)) que ce temps de vie est long devant les temps caractéristiques en jeu sur Forca-G, et en outre ([PELLE, 2013](#)) que les couplages inter-bandes sont négligeables par rapport aux couplages intra-bandes.

$$\begin{cases} i\hbar\dot{\alpha}_l(t) = \sum_m \Omega_{ba}\langle W_l | \cos(\omega t - kz) | W_m \rangle e^{-i((m-l)\omega_B + \omega_{ab})t - \phi} \beta_m(t) \\ i\hbar\dot{\beta}_l(t) = \sum_m \Omega_{ab}\langle W_l | \cos(\omega t - kz) | W_m \rangle e^{+i((l-m)\omega_B + \omega_{ab})t - \phi} \alpha_m(t) \end{cases}$$

On peut réorganiser les termes en se plaçant à nouveau dans l'approximation des champs tournants et en introduisant le désaccord de résonance $\delta_{l,m}$ entre la pulsation ω du champ électromagnétique avec lequel interagissent les atomes, la différence de pulsation ω_{ab} et celle entre deux puits d'indice l et m ([PELISSON, 2012](#)) :

$$\delta_{l,m} = \omega - \omega_{ab} - (l - m)\omega_B$$

³On abandonne donc l'indice b dans nos notations, pour alléger.

$$\left\{ \begin{array}{l} i\hbar\dot{\alpha}_l(t) = \sum_m \frac{\Omega_{ba}}{2} \langle W_l | e^{-ikz} | W_m \rangle e^{+i\phi} e^{i\delta_{l,m}t} \beta_m(t) \\ i\hbar\dot{\beta}_l(t) = \sum_m \frac{\Omega_{ab}}{2} \langle W_l | e^{+ikz} | W_m \rangle e^{-i\phi} e^{-i\delta_{l,m}t} \alpha_m(t) \end{array} \right.$$

Chaque terme de ces sommes correspond au couplage du puits d'indice m vers celui d'indice $l = m + \Delta m$. L'équation précédente nous donne directement la force de ce couplage intra-bande de Bloch, en fonction de la fréquence de Rabi Ω_{ab} des atomes en chute libre et du vecteur d'onde du champ électromagnétique à l'origine de l'interaction, k , pour la b -ième bande de Bloch :

$$\Omega_{m,l} = \frac{\Omega_{ba}}{2} \langle W_{b,m} | e^{-ikz} | W_{b,l} \rangle \quad (\text{III.8})$$

III.2.2. Présentation des transitions Raman et micro-ondes

Cas 1 : la transition micro-onde Dans ce premier cas, la transition est simplement réalisée par absorption, à l'aide d'une antenne micro-onde émettant un signal à résonance avec la transition hyperfine $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$, c'est-à-dire comme on l'a vu plus haut $\Delta\nu = 6.834$ GHz (BIZE et al., 1999).

Cas 2 : la transition Raman stimulée Dans le second cas, on utilise une transition Raman stimulée comme sur la [figure III.4](#).

On considère cette fois-ci un atome à trois niveaux, notés $|a\rangle$, $|b\rangle$ et $|c\rangle$, illuminé par deux faisceaux lasers $E_{1,2}$ de vecteur d'onde $\vec{k}_{1,2}$ et de pulsation $\omega_{1,2}$. On note $\Delta = \omega_1 - \omega_2$ le désaccord entre ces deux lasers et Γ_c la largeur naturelle du niveau excité $|c\rangle$, et on s'impose :

$$\Delta \gg \Gamma_c \quad (\text{III.9})$$

Partant d'un atome (en chute libre⁴) dans l'état fondamental $|a\rangle$, il acquiert une impulsion $\hbar \vec{k}_1$ s'il absorbe un photon du champ laser E_1 . Il se désexcite alors vers $|b\rangle$ et diffuse un photon par émission stimulée dans le mode du champ laser E_2 et acquiert une impulsion $\hbar \vec{k}_2$.

En résumé, on a réalisé une transition à deux photons entre les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ avec une impulsion effective :

⁴Le raisonnement est généralisable pour des atomes piégés.

III.2. Couplage entre les puits du réseau vertical : cas des transitions micro-onde et Raman

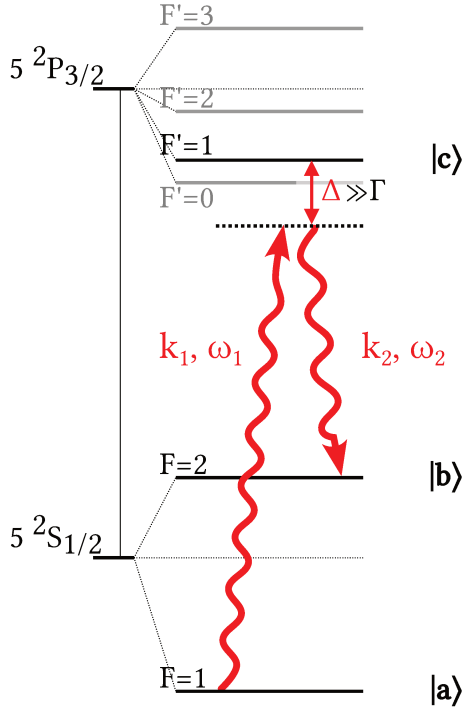


FIG. III.4. : Schéma de principe d'une transition Raman pour un atome à trois niveaux notés $|a\rangle$, $|b\rangle$ et $|c\rangle$. On a indiqué quels sont ces trois niveaux sur la transition D_2 du ^{87}Rb , dans le contexte de notre expérience. Δ désigne le désaccord entre les deux lasers.

$$\vec{k}_{eff} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$$

En particulier, il apparaît que l'orientation relative des vecteurs $\vec{k}_{1,2}$ change la quantité de mouvement effective de la transition :

- si les lasers sont copropageants, $\|\vec{k}_{eff}\| = \|\vec{k}_1\| - \|\vec{k}_2\|$;
- si les lasers sont contrapropageants, $\|\vec{k}_{eff}\| = \|\vec{k}_1\| + \|\vec{k}_2\|$.

En outre, d'après la relation III.9, l'état $|c\rangle$ est très peu peuplé, et est donc adiabatiquement éliminé. On obtient donc directement la pulsation de Rabi effective qui nous permet de nous ramener au cas d'un atome à deux niveaux :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_{ac,1}\Omega_{cb,2}}{\Delta} \quad (\text{III.10})$$

Avec $\Omega_{kl,i}$ la pulsation de Rabi entre les niveaux internes $|k\rangle$ et $|l\rangle$, liée au couplage induit le champ E_i .

III.2.3. Couplage inter-puits et type de transition

Nous pouvons maintenant comparer le couplage inter-puits pour des transitions Raman co-propageante, Raman contra-propageante ou micro-onde, à l'aide de l'équation (III.8), pour rappel :

$$\Omega_{m,l} = \frac{\Omega_{21}}{2} \langle W_{b,m} | e^{-ikz} | W_{b,l} \rangle \quad (\text{III.11})$$

Dans cette expression, on constate que le seul terme qui dépend du type de transition utilisée est e^{-ikz} , le paramètre de choix pour comparer la force du couplage inter-puits intra-bande de Bloch est donc l'impulsion k de la transition. On se ramène à deux cas :

1. si la transition est micro-onde ou Raman co-propageante,
 $k_{copro} = k_1 - k_2 = k_{MW} \approx 1,43 \cdot 10^2 \text{ m}^{-1}$;
2. si la transition est Raman contra-propageante,
 $k_{contra} = k_1 + k_2 \approx 1.61 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$;

Reste simplement à évaluer si l'extension spatiale de la fonction d'onde est large devant $1/k$ en comparant à la distance caractéristique du déplacement des atomes dans le réseau, $\lambda_{reseau}/2 = 266 \text{ nm}$ ou 257.5 nm selon que l'on utilise un réseau à 532 ou 515 nm :

- Si la transition est micro-onde ou Raman co-propageante, on peut sortir e^{-ikz} de l'intégrale équation (III.11) et le couplage est donc négligeable⁵ ;
- Si la transition est Raman contra-propageante, e^{-ikz} n'est pas constant sur l'extension spatiale de la fonction d'onde, il existe un couplage.

III.2.4. Couplage inter-puits et profondeur du réseau

Reprenons une fois encore l'expression du couplage intra-bande, équation (III.8) :

$$\Omega_{m,l} = \frac{\Omega_{21}}{2} \langle W_{b,m} | e^{-ikz} | W_{b,l} \rangle$$

⁵Car $|W_{b,l}\rangle$ et $|W_{b,m}\rangle$ sont orthogonaux.

III.2. Couplage entre les puits du réseau vertical : cas des transitions micro-onde et Raman

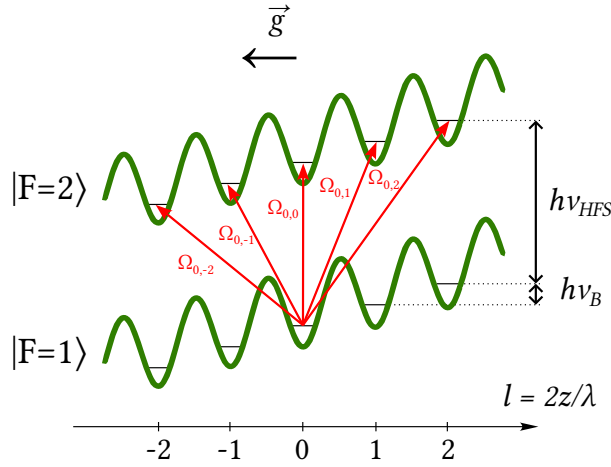


FIG. III.5. : Échelle d'énergie des états de Wannier-Stark où on a représenté les couplages $\Omega_{0,i}$ entre le puits 0 et quelques puits d'indices adjacents i . On a rappelé les définitions de la fréquence de Bloch, l'incrément en énergie potentielle de pesanteur entre deux puits adjacents, et de la différence de fréquence entre les deux états hyperfins, ν_{HFS} .

Cette formule présente une forte dépendance aux paramètres du piège dipolaire, c'est-à-dire sa profondeur sur les atomes et sa longueur d'onde. En effet, on a vu au [chapitre II](#) que les états de Wannier-Stark $|W_{b,l}\rangle$ peuvent s'exprimer comme une superposition d'états de Bloch, dont l'expression dépend elle-même de la profondeur du réseau considéré. À l'aide de ce développement, on peut tracer la dépendance de $\Omega_{m,l}$ à la profondeur du réseau pour différentes longueurs d'onde, [figure III.6](#).

C'est en partie ce calcul qui a dicté le choix ([PELISSON, 2012](#); [PELLE, 2013](#)) de la longueur d'onde du réseau dans lequel nous capturons les atomes, ainsi que celle des faisceaux Raman. La courbe [figure III.6](#) réalisée à partir de ces calculs (voir *p. ex.* ([PELLE, 2013](#))) est particulièrement importante car elle permet à la fois de calibrer la profondeur du réseau et de l'optimiser pour se placer aux maxima du couplage afin que des variations de profondeur dans le temps n'influent que peu sur le couplage.

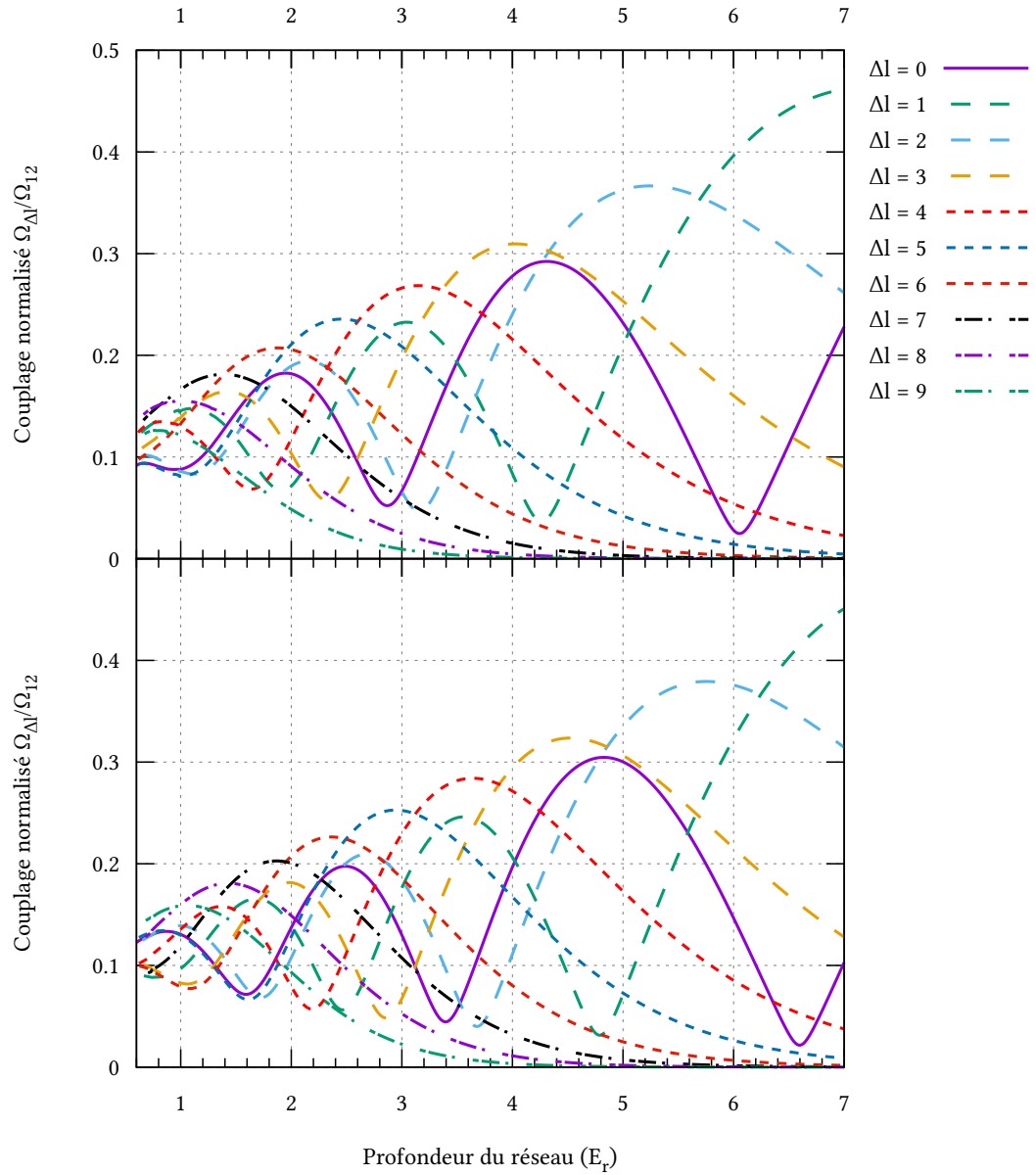


FIG. III.6. : Couplage exprimé en fonction de la profondeur du réseau (en énergie de recul E_r), pour diverses séparations Δl de puits, pour des réseaux à 532 nm (en haut), et à 515 nm (en bas).

III.3. Spectroscopie Raman

Une application directe du traitement théorique mené dans la section précédente consiste à réaliser des mesures de spectroscopie dans le piège vertical, en balayant la fréquence du champ électromagnétique avec lequel on interroge les atomes. En particulier, on rappelle que :

- on couple les états internes avec une impulsion micro-onde : la spectroscopie micro-onde nous donne une information sur la fréquence de la transition hyperfine $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$;
- on couple les états internes et externes avec une impulsion Raman contra-propagante : la spectroscopie Raman nous donne une information sur l'espacement entre les différents puits, c'est à dire la fréquence de Bloch ν_B .

Nos atomes étant piégés et interrogés à l'aide de potentiels lumineux, cela n'est pas sans effet indésirable sur nos mesures. Nous passons ici quelques uns des principaux effets indésirables rencontrés lors des mesures de spectroscopie ou d'interférométrie Raman et étudiés dans les thèses précédentes, on pourra notamment se reporter à celle de PELLE, 2013.

III.3.1. Force dipolaire exercée par un faisceau laser

On a vu que dans l'approximation des grandes longueurs d'onde, on peut exprimer l'interaction entre le dipôle induit de l'atome \vec{d}_E et un champ électrique \vec{E} oscillant à une fréquence ω par le potentiel d'interaction, équation (III.2) :

$$V_E = -\vec{d}_E \cdot \vec{E}$$

La polarisabilité d'un atome à deux niveaux à vitesse nulle pour une excitation quasi-résonnante peut se déduire des équations de Bloch optiques et s'exprime (GRYNBERG et al., 2010) :

$$\alpha = \frac{d^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{-\delta + i\Gamma/2}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2} \cdot \frac{1}{1 + s}$$

La force dipolaire induite par le champ électrique oscillant peut alors s'exprimer en fonction de l'intensité I du champ laser, du désaccord δ entre la pulsation du laser et celle de la transition D2 du ^{87}Rb :

$$\begin{aligned}
 \vec{F}_{dip} &= -\vec{\nabla} V \\
 &= -\frac{\epsilon_0}{2} \Re(\alpha) \vec{\nabla} I \\
 &\propto \frac{1}{\omega} \frac{\delta}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2} \cdot \frac{1}{1+s} \vec{\nabla} I
 \end{aligned} \tag{III.12}$$

Avec ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, Γ la largeur de la raie D2 du ^{87}Rb , et s un paramètre de saturation défini par :

$$s = \frac{I}{I_{sat}} \frac{1}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2}$$

III.3.2. Gradients d'intensité vertical

Comme nous le verrons au [chapitre iv](#), les atomes sont confinés non seulement verticalement dans un réseau optique désaccordé dans le bleu de la transition D² du ^{87}Rb . Afin de les conserver longtemps dans ce piège vertical, on le superpose avec un faisceau désaccordé dans le rouge, à $\lambda_{IR} = 1064$ nm, et focalisé sur les atomes.

Si ce faisceau n'est pas focalisé sur les atomes, il induit une force parasite dipolaire qui s'exerce sur les atomes. Cela se traduit par un décalage $\delta\nu_B$ de la fréquence de Bloch, pouvant aller jusqu'à la centaine de mHz pour un faisceau d'une puissance de l'ordre de 2W et un rayon de l'ordre de 200 μm au col du faisceau. Il convient de calibrer ce biais avant de réaliser une mesure, ce qui se fait simplement en mesurant ν_B pour différentes puissances du faisceau de confinement transverse. On peut aussi minimiser cet effet en plaçant le col du faisceau sur les atomes.

III.3.3. Effet Aulter-Townes

Équation (III.12), nous avons montré qu'il y a une dépendance entre le désaccord δ et la force dipolaire d'un champ électrique oscillant s'exerçant sur un atome. Ceux-ci étant dans des états hyperfins différents, on assiste à un effet Stark dynamique, ou effet Aulter-Townes (AULTER et TOWNES, 1955) : la fréquence de la transition hyperfine est elle-même modifiée.

Sur notre expérience, ces déplacements lumineux différentiels sont induits par les lasers de piégeage ou par les lasers d'interrogation Raman (déplacement à un ou deux photons). On pourra se référer à PELLE, 2013 ; SOLARO, 2016 pour plus de détails.

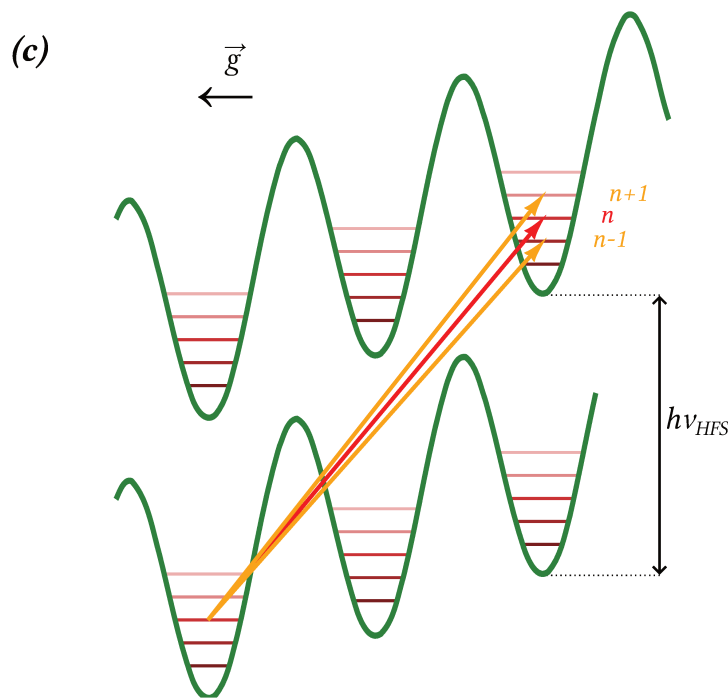
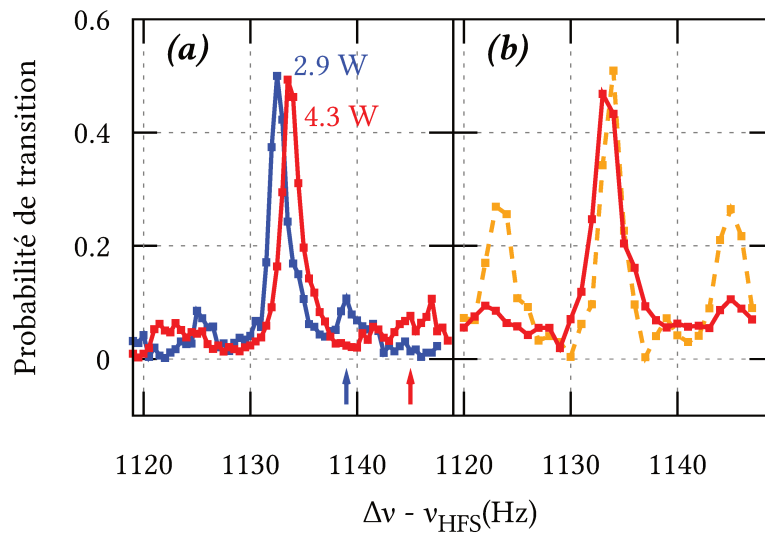


FIG. III.7. : Probabilités de transition pour des transitions Raman contra-propageante, exprimées en fonction de la différence de fréquence des Raman.
 (a) Pour différentes puissances du faisceau de confinement transverse.
 (b) Lorsque le miroir Raman est désaligné (orange pointillé) ou aligné (rouge).

III.3.4. Faisceau de confinement transverse et bandes latérales

Lorsque les faisceaux Raman ne sont pas bien alignés sur le faisceau de confinement transverse, la projection du vecteur d'onde effectif de la transition, \vec{k}_{eff} , induit un couplage supplémentaire avec les niveaux d'énergies des atomes se situant dans le piège transverse (PELLE, 2013). Cela se traduit sur le spectre Raman par l'apparition de bandes latérales, résonances analogues à celles utilisées en refroidissement Raman par bandes latérales (*Raman sideband cooling*)⁶, voir la [figure III.7-\(c\)](#).

On note, *p. ex.* [figure III.7-\(b\)](#), que les bandes latérales sont de même amplitude ce qui nous indique que les atomes sont distribués sur de nombreux états vibrationnels. L'élargissement en fréquence des bandes latérales par rapport à la porteuse nous indique par ailleurs que nous sommes dans la partie gaussienne du confinement transverse (PELLE, 2013).

On note par ailleurs que l'écartement des bandes latérales dépendent de la profondeur du piège transverse, *p. ex.* [figure III.7-\(a\)](#). En effet, en approximant les niveaux atomiques du fond du piège transverse par ceux du piège harmonique on peut exprimer la fréquence d'oscillation des atomes dans le piège en fonction de sa profondeur U_{IR} et de son *waiŝt* w_{IR} (BEAUFILS, 2009) :

$$\nu_{harmonique} = \frac{1}{2\pi} \frac{2}{w_{IR}} \sqrt{\frac{U_{IR}}{m_{Rb}}}$$

On note qu'en réalité la fréquence d'oscillation des atomes dans le piège est plus faible (on devrait *p. ex.* avoir environ 40 Hz à 3 W au lieu de la dizaine de Hz observée); en effet, la profondeur du piège transverse est de l'ordre de quelques micro-Kelvin, donc peu différente de la température des atomes. Ainsi les niveaux d'énergie transverse sont dans la partie gaussienne du confinement transverse ce qui explique cette différence de fréquence (PELLE, 2013).

Afin d'éliminer cette perte de couplage sur la porteuse, nous éliminons les bandes latérales en alignant le laser de confinement transverse sur les faisceaux Raman, comme [figure III.7-\(b\)](#).

⁶Où l'on couple généralement plutôt des m_F différents, voir *p. ex.* (SOMPET et al., 2017).

III.4. Interférométrie piégée

Nous avons présenté dans les sections précédentes les principaux outils pour réaliser des transitions π ou $\pi/2$, dans le cadre d'atomes piégés. Ces transitions sont des analogues pour des ondes de matière des miroirs et lames séparatrices de l'optique et nous permettent donc de réaliser des interféromètres atomiques. Elles nous permettent de manipuler les états internes (transition micro-onde), externe (transition de Bragg évoquée en [section II.2.2](#)), ou les deux simultanément (transition Raman contra-propageante) de nos atomes.

De manière similaire à l'interférométrie optique, il nous est alors possible de séparer et recombiner nos fonctions d'onde atomiques, et ainsi, de réaliser un interféromètre. De nombreuses géométries d'interféromètre ont été proposées et testées sur notre expérience, on pourra notamment se reporter aux thèses précédentes et notamment celles de Sophie PELISSON, [2012](#), PELLE, [2013](#), de Cyrille SOLARO, [2016](#) et de Bruno ALAUZE, [2018](#).

III.4.1. Introduction à l'interférométrie atomique

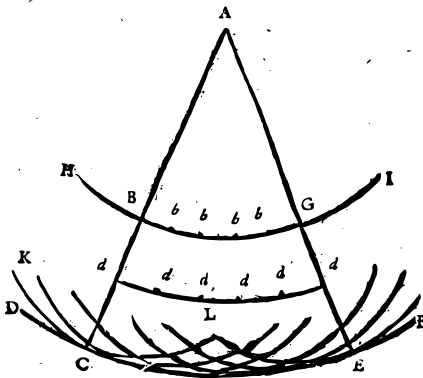


FIG. III.8. : Illustration du principe de Huygens-Fresnel : le front d'onde CE est formé de la somme des ondelettes issues de chacun des points du front d'onde BG. Figure extraite de HUYGENS, [1690](#). La formulation mathématique de ce principe est due à FRESNEL, [1826](#).

L'optique ondulatoire repose sur le principe de Huygens-Fresnel, illustré [figure III.8](#) : l'amplitude $s(M, M')$ d'une onde issue d'un point M et arrivant en M' s'exprime comme la somme des contributions des chemins de M à M' .

En particulier, dans le cas d'une interférence entre deux ondes monochromatiques de longueur d'onde λ_0 \vec{E}_1 et \vec{E}_2 se propageant dans la direction z , l'intensité résultante en un point z_0 s'exprime comme :

$$I \propto \langle \vec{E}_1^2 \rangle + \langle \vec{E}_2^2 \rangle + 2 \langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle$$

Cette quantité peut aussi s'exprimer en terme de phase, où on note $a_1 e^{ig_1}$ et $a_2 e^{ig_2}$ les amplitudes complexes de ces deux ondes au point z_0 et la différence de phase $g_2 - g_1 = \delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta S$ avec S la différence de chemin entre les deux ondes. On retrouve la formule bien connue :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$$

La résolution des problèmes d'interférométrie en optique se résume donc simplement à exprimer le déphasage δ , que l'on peut, du fait du principe de Huygens-Fresnel, exprimer comme la différence des phases acquises par chaque onde en traversant chacun des éléments ou milieux optiques du dispositif concerné.

Cette approche est, adaptable à l'interférométrie atomique, comme on peut le démontrer par une approche à l'aide d'intégrales de chemin. Cette constatation permet en outre, mais cela dépasse largement le cadre de ce manuscrit, d'appliquer les méthodes ordinaires de l'optique à ce type de problème : équation eikonale (C. BORDÉ, 2014), matrices ABCD (C. BORDÉ, 1990; C. J. BORDÉ, 2001), etc.

Nous allons maintenant présenter le cas particulier des interféromètres de Ramsey et Ramsey-Bordé, à partir de l'écriture de l'hamiltonien du système.

III.4.2. Interféromètres de Ramsey et de Ramsey-Raman

On illustre [figure III.9](#) la géométrie d'interféromètre la plus simple possible, en ne réalisant que deux transitions $\pi/2$, l'une pour séparer les fonctions d'ondes, l'autre pour les recombiner. Si les impulsions sont micro-ondes, on obtient un interféromètre de Ramsey où l'on ne couple que les états internes (états hyperfins), [figure III.9a](#). Si les impulsions sont Raman contrapropageantes, on obtient un interféromètre de Ramsey-Raman où l'on couple à la fois les états internes et externes (états de Wannier-Stark), [figure III.9b](#).

En utilisant le formalisme des matrices d'évolution (voir [équation \(III.4\)](#)), on peut obtenir l'expression de la fonction d'onde en fin d'interféromètre puis de la probabilité de transition qui est notre mesurable. On peut se retrouver ce calcul dans MOLIER et al., 1992 où une forme analytique de la probabilité de transition en sortie d'interféromètre est donnée. On a tracé [figure III.10](#) cette solution pour un temps d'interaction de $3\tau_\pi$.

Au premier ordre en δ/Ω_{12} , pour des pulses $\pi/2$ et de faibles désaccords, on peut exprimer cette probabilité de manière simple en introduisant la phase de l'interféromètre $\Delta\phi$ (ALAUZE, 2018) :

$$P(\delta, T) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \Delta\phi$$

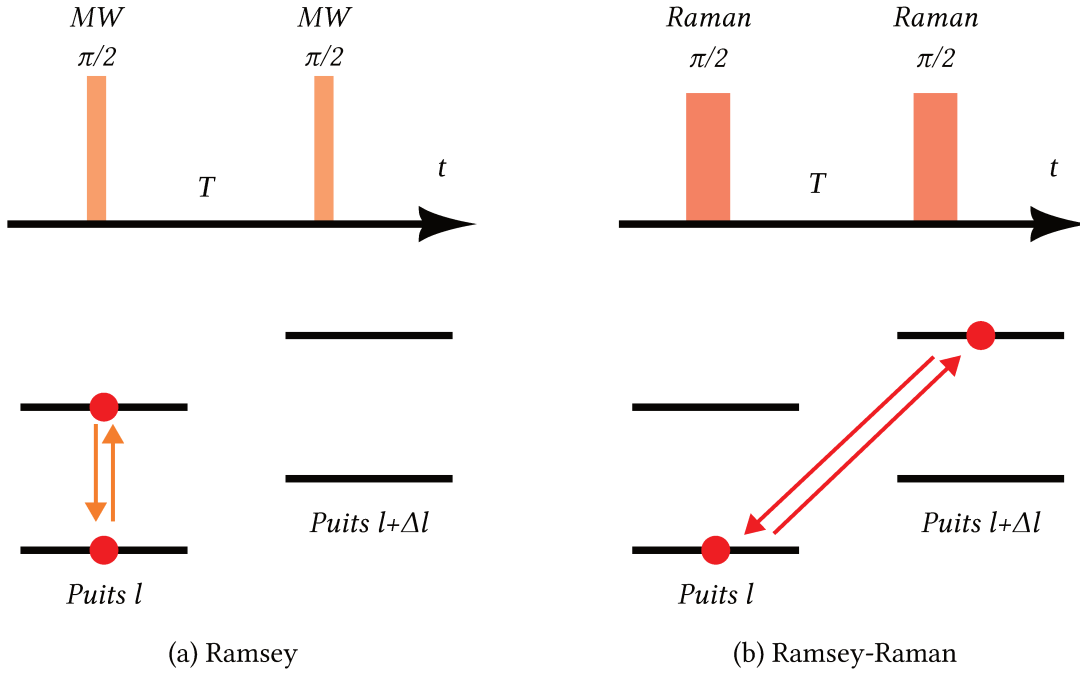


FIG. III.9. : Les deux géométries les plus simples d'interféromètres avec nos séparatrices micro-ondes et Raman : Ramsey, à l'aide de deux transitions micro-ondes $\pi/2$, ou Ramsey-Raman en utilisant des transitions Raman $\pi/2$.

Avec $\Delta\phi = \delta T$.

En moyenne sur une distribution d'atomes, on aura donc une probabilité de transition moyenne mesurée :

$$P(\bar{\Phi}) = K + \frac{C}{2} \cos \bar{\Phi}$$

Où $\bar{\Phi} = \bar{\delta}T$ est la phase de l'interféromètre avec $\bar{\delta} = \omega - \omega_{HFS} - \bar{\delta}_0$. Le fond K , le contraste C et le décalage de fréquence $\bar{\delta}_0$ dépendent des inhomogénéités présentées plus haut. Selon le type de transition utilisé ω est la fréquence de la micro-onde ou bien la fréquence effective des Ramans.

Comme l'a illustré ALAUZE, 2015, cette approximation n'est toutefois valable qu'autour de la frange centrale de l'interféromètre, où doit donc être effectuée la mesure de $\Delta\phi$ (voir figure III.10).

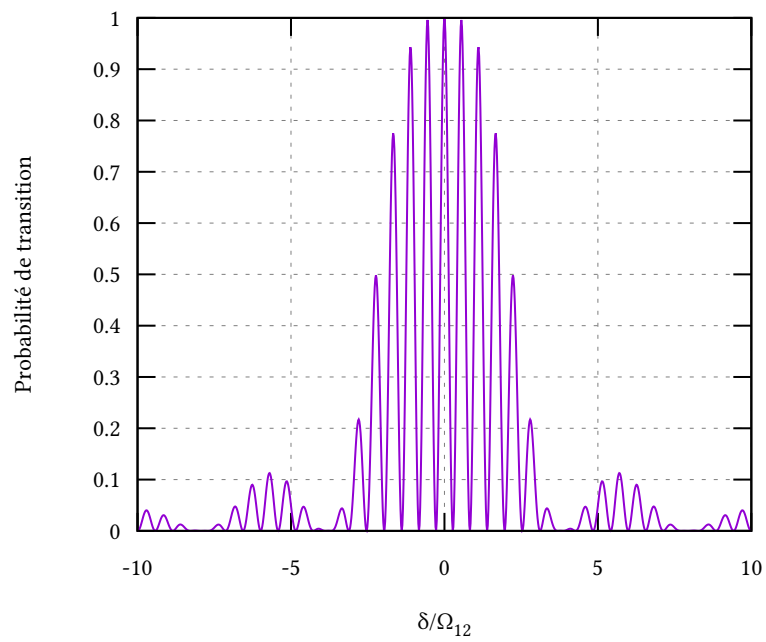


FIG. III.10. : Franges d'interférences calculées théoriquement pour un interféromètre de Ramsey. On effectue la mesure sur la frange centrale de l'interféromètre.

III.5. Conclusion

En conclusion, nous avons montré que nous disposons sur notre dispositif d'une méthode nous permettant de remonter à la force vue par les atomes piégés. Nous avons en effet une méthode pour séparer notre paquet d'onde entre différents puits de l'échelle de Wannier-Stark : nos impulsions Raman $\pi/2$. En le séparant puis en le recombinant avec deux impulsions $\pi/2$, on réalise un interféromètre de Ramsey-Raman.

La différence de phase $\Delta\phi$ accumulée pendant l'interféromètre dépend de la fréquence Raman ω_R , de la transition hyperfine ω_{HFS} et des éventuels décalages en fréquence ν_B induits par les forces s'appliquant à nos atomes (la fréquence de Bloch introduite plus haut) :

$$\Delta\phi = (\omega_R - \omega_{HFS} - n\nu_B) \cdot T$$

En s'asservissant sur la frange centrale de l'interférogramme obtenue ($\Delta\phi = 0$) et en alternant la mesure sur les pics d'indice $\pm l$, nous sommes alors capables de remonter à la force subie par les atomes.

Cette méthode de mesure a déjà permis de réaliser des mesures de gravimétrie⁷ à l'état de l'art pour des atomes piégés avec une sensibilité de l'ordre de 10^{-6} à 1 s (PELLE et al., 2013). On souhaite réaliser une mesure du potentiel de Casimir Polder entre 1 et 10 μm , où la force est de l'ordre de 10^{-24} à 10^{-29} N. Cela correspond à une sensibilité cible de l'ordre du Hz à 10^{-2} Hz qui devrait donc pouvoir être largement atteignable avec notre dispositif expérimental. C'est l'objet du reste de ce manuscrit.

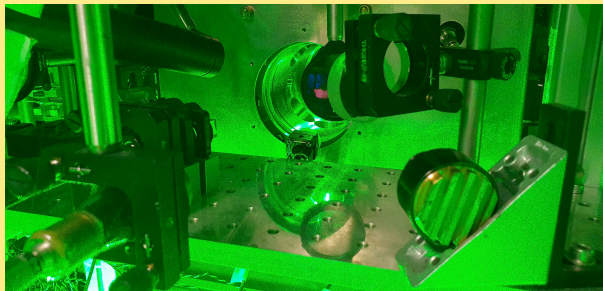
⁷À longue distance du miroir du réseau à 532 nm auprès duquel nous souhaitons réaliser notre mesure de force à courte distance, nous mesurons uniquement la gravité qui s'applique à nos atomes.

Deuxième partie.

Le dispositif expérimental

☞ Commencée en 2009, l'expérience Forca-G repose sur un important nombre d'outils expérimentaux. Cette première partie a pour but de donner au lecteur un rapide aperçu de l'ensemble de ces fonctionnalités, sans hésiter à renvoyer parfois à de précédentes publications pour de plus amples détails.

Le [chapitre iv](#) p. 45 offre une vue générale des fonctionnalités mises en place sur Forca-G. Le [chapitre v](#) p. 67 présente plus en détail nos systèmes d'imagerie ainsi que leur calibration. En particulier nous présentons le nouveau système d'imagerie utilisé sur la chambre du haut, dont le développement a été nécessaire en vue de réaliser notre première mesure de forces à courte distance.



Photographie de la chambre du bas, prise du côté des optiques nécessaires à l'imagerie. On aperçoit le nuage d'atomes dans le piège magnéto-optique à travers la lentille de collection.

Chapitre IV.

Présentation générale de l'expérience

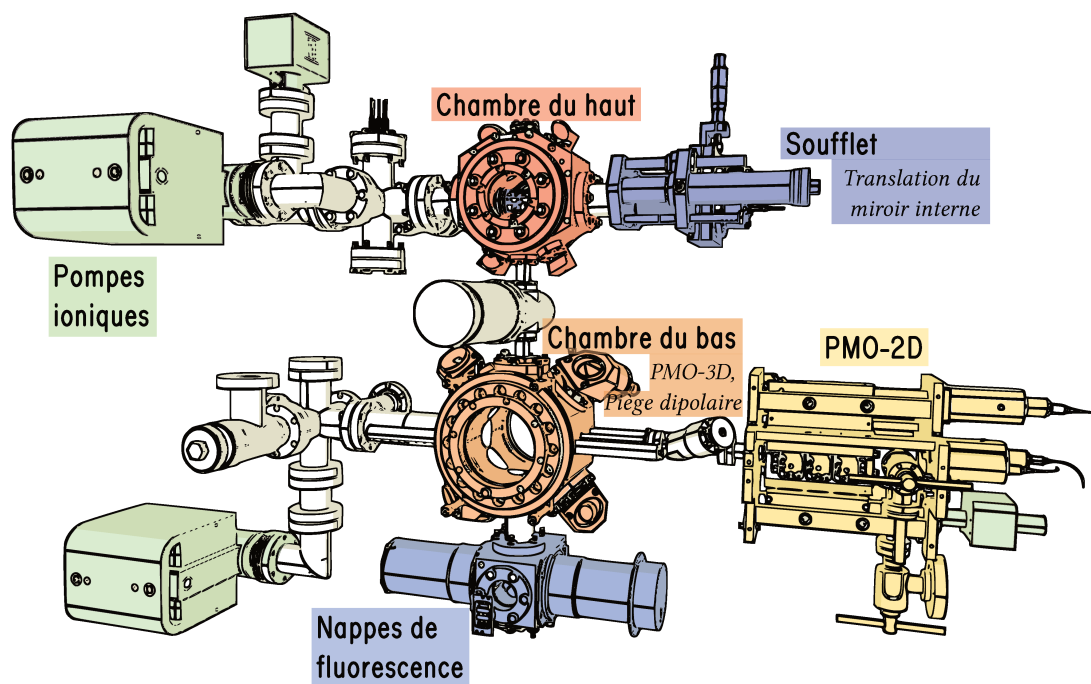


FIG. IV.1. : Vue complète du bâti mécanique.

DANS UN SOUCI D'EXHAUSTIVITÉ, nous présentons dans ce chapitre l'ensemble des éléments qui constituent le projet Forca-G. Toutefois, celui-ci ayant commencé il y a treize ans, en 2009, nous renverrons aussi souvent que possible aux thèses précédemment effectuées sur l'expérience. Le lecteur pourra notamment se référer :

Chapitre iv. Présentation générale de l'expérience

- à (PELLE, 2013) et (WANG, 2011), pour une description complète de la première version de l'expérience, où les atomes sont refroidis à l'aide d'étapes de pièges magnéto-optiques et où on trouvera une analyse détaillée des premières mesures de force dans le piège mixte;
- à (HILICO, 2014), pour une description détaillée de l'installation de la chambre à vide du bas actuellement utilisée;
- à (SOLARO, 2016), pour l'implémentation du piège dipolaire optique permettant d'obtenir un nuage d'atomes ultra-froids et du système de détection in-situ sur les atomes du bas;
- à (ALAUZE, 2018), pour les premières mesures de spectroscopie Raman dans le super-réseau et l'installation de la chambre à vide supérieure, où se trouve la surface d'intérêt auprès de laquelle nous souhaitons réaliser des mesures de force.

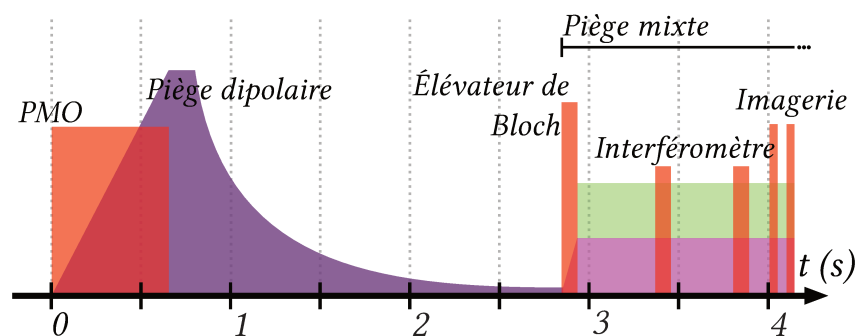


FIG. IV.2. : Exemple d'une séquence typique permettant d'imager les atomes dans la chambre supérieure de l'expérience après un interféromètre.

Nous décrivons dans ce chapitre l'ensemble des éléments du dispositif expérimental rencontré au cours d'une séquence expérimentale, telle que celle typique de la [figure IV.2](#). On peut suivre ces étapes sur les deux schémas [figure IV.4](#) et [figure IV.5](#), illustrant les principaux éléments au niveau des chambres à vide, respectivement dans des représentations simplifiée et à l'échelle.

IV.1. Refroidissement des atomes

IV.1.1. Pièges magnéto-optiques

Les atomes issus d'un échantillon de rubidium liquide chauffé à une température de l'ordre de 50°C sont d'abord chargés et refroidis dans deux pièges magnéto-optiques 2D puis 3D.

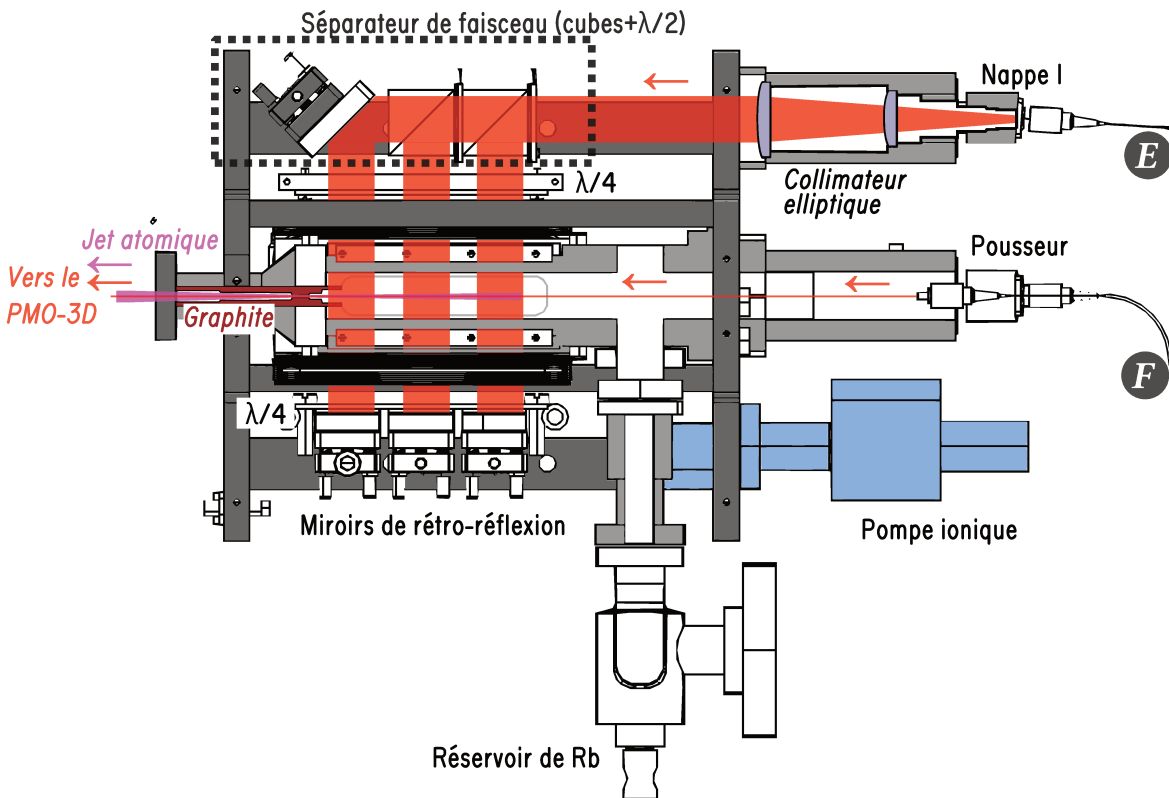


FIG. IV.3. : Vue en coupe du piège magnéto-optique 2D.

Piège magnéto-optique 2D (PMO-2D) Dans une première enceinte à vide, représenté en coupe [figure iv.3](#), on charge un piège magnéto-optique depuis cette vapeur de pression partielle. Cette enceinte est séparée de celle du piège magnéto-optique 3D à l'aide d'un trou de faible diamètre (1 mm). Un tube en graphite de forme conique permet au jet d'atomes lents de s'échapper tout en capturant la plupart des atomes de Rubidium issus de la vapeur. Ainsi, dans l'enceinte du piège magnéto-optique, la

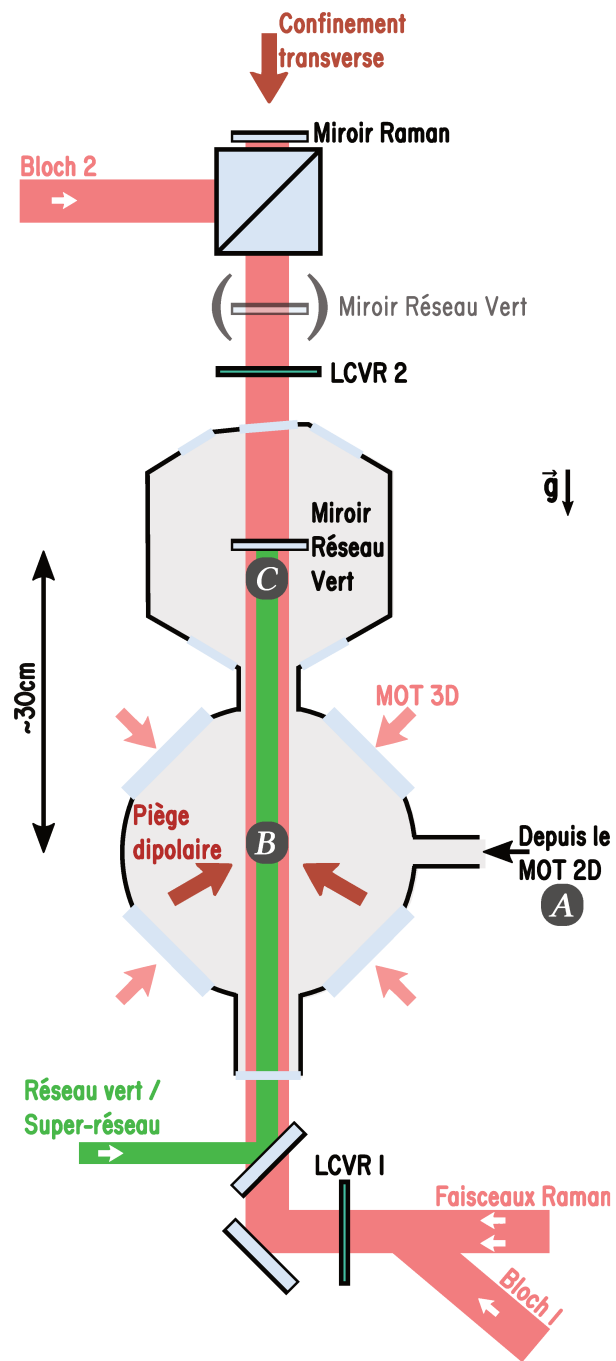


FIG. IV.4. : Faisceaux utiles sur les atomes.

iv.1. Refroidissement des atomes

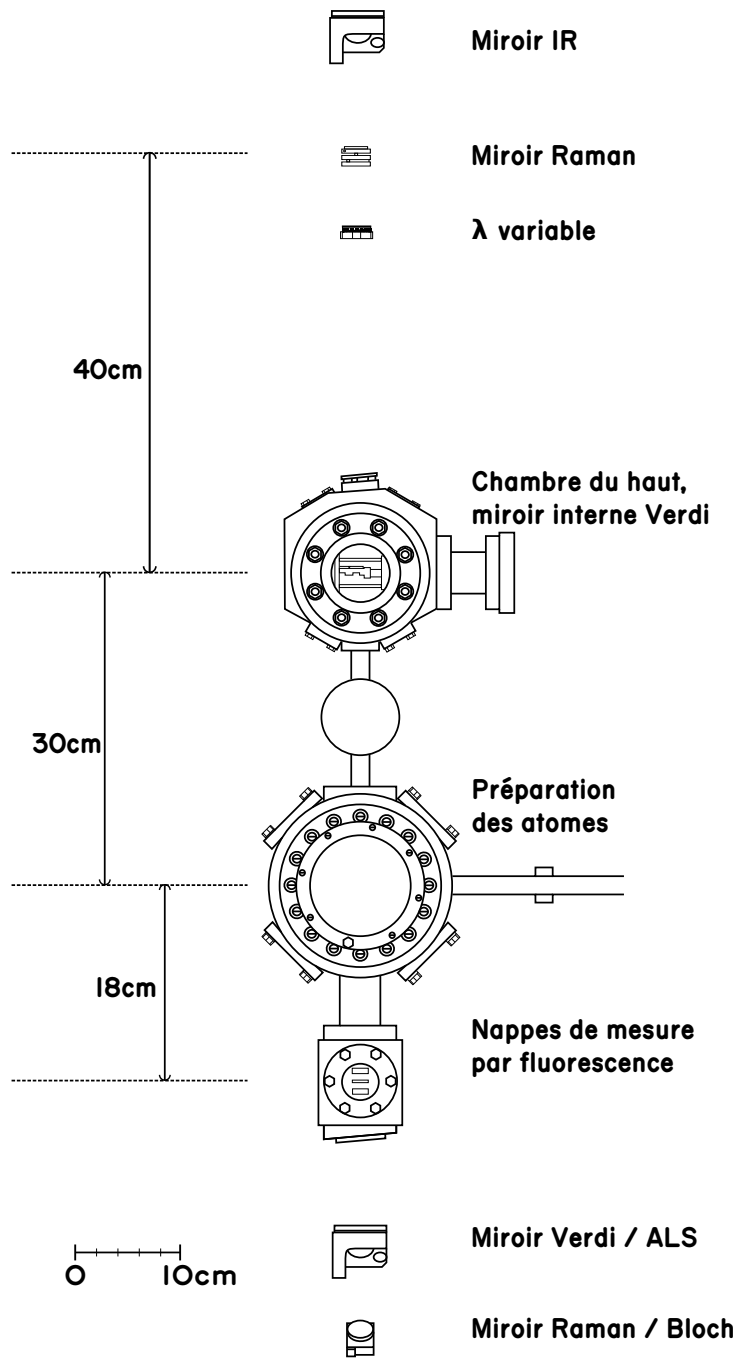


FIG. IV.5. : Vue de côté du dispositif à l'expérimental, représenté à l'échelle.

pression est de l'ordre de 10^{-7} mbar contre une pression de l'ordre de 10^{-10} mbar dans l'enceinte principale.

Les faisceaux des fibres (E) et (F)¹ servent respectivement à la confection des deux nappes lasers se croisant perpendiculairement au niveau des atomes et du pousseur permettant d'optimiser le nombre d'atomes du jet d'atomes chargeant le piège magnéto-optique 3D, l'augmentant d'environ un facteur trois. Le dispositif est aligné avec le centre de l'enceinte à vide du piège magnéto-optique 3D, afin que le flux d'atomes arrive à l'horizontale.

Les deux nappes sont chacune mises en forme à l'aide de cubes et de lames $\lambda/2$ en trois zones distinctes afin de garantir la compacité du dispositif ainsi qu'une bonne homogénéité des faisceaux (PELLE, 2013). Leur polarisation est rendue circulaire sur les atomes à l'aide de lames $\lambda/4$. Ils sont composés de la superposition du laser refroidisseur désaccordé de $\delta = -2\Gamma$, avec Γ la largeur spectrale de la transition de refroidissement, et du laser repompeur afin de maintenir les atomes dans $|F = 2\rangle$. Les bobines du PMO-2D sont allumées en permanence.

Piège magnéto-optique 3D (PMO-3D) Ce jet d'atome permet ensuite de charger un piège magnéto-optique 3D, placé dans l'enceinte à vide « du bas », représentée [figure iv.6](#). Celui-ci est constitué de six faisceaux indépendants, 4 se croisent à 45 degrés de la verticale, et 2 sont horizontaux, perpendiculaires aux grands hublots. Ils sont issus d'un coupleur Schäfer-Kirchhoff, dont on trouvera la description [section iv.3.2](#). Le vide est maintenu stable à environ 10^{-10} mbar, à l'aide d'une pompe ionique et d'une pompe *getter*².

Autour de la chambre à vide et à l'intérieur du blindage se trouvent les 6 paires de bobines de compensation de champ, permettant d'éliminer tous les champs parasites résiduels malgré la présence du blindage magnétique.

PMO gris Le piège magnéto-optique (PMO) n'est que la première étape de notre séquence expérimentale, permettant de charger un piège dipolaire pour y effectuer un refroidissement évaporatif de notre nuage d'atomes. On souhaite une densité atomique initiale dans le piège dipolaire maximale, c'est-à-dire un piège magnéto-optique le plus dense possible.

C'est pourquoi une fois le PMO-3D chargé, on réalise un piège magnéto-optique gris à l'aide d'une phase de compression de 100 ms durant laquelle :

- le gradient de champ magnétique est augmenté de 6 à 9 G/cm;

¹Voir la description du banc optique, [section iv.3.2](#).

²Ou pompe à sorbeur en français.

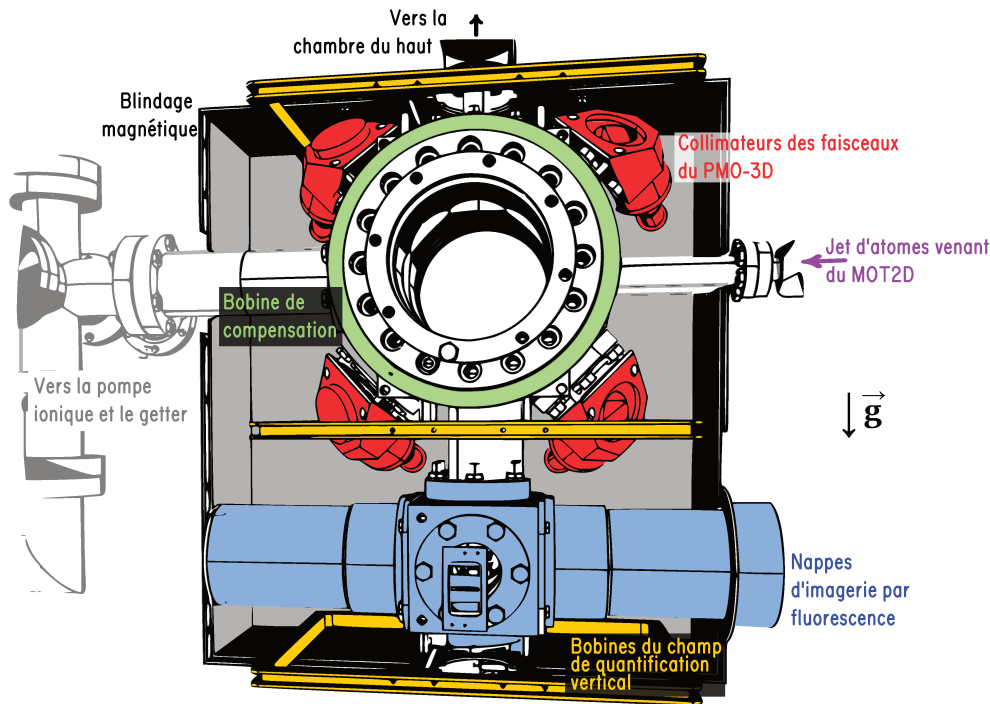


FIG. IV.6. : Vue en perspective de l'enceinte principale où est réalisé le piège magnéto-optique 3D.

- le désaccord du laser refroidisseur est $\Delta = -80\text{MHz} \sim 13\Gamma$;
- l'intensité du repompeur est fortement diminuée afin d'augmenter la proportion d'atomes dans l'état $|F = 1\rangle$ « noir », c'est-à-dire ne voyant pas les faisceaux de refroidissement.

Où on a noté Γ la largeur de la transition D2 du ^{87}Rb .

Cette étape nous permet d'obtenir une densité d'environ 10^{11} atomes/cm³ à la fin de cette étape de compression, avec des températures de l'ordre de quelques dizaines de micro-Kelvin.

Installation de la chambre du haut et vide dans l'enceinte du PMO-3D Au commencement de cette thèse, la chambre du haut venait d'être installée (ALAUZE, 2018). Il ne restait qu'à ouvrir la vanne séparant les deux chambres. On présente figure IV.8 une mesure du temps de vie du piège magnéto-optique réalisée avant et après l'ouverture de la vanne. Un ajustement de courbe par une décroissance exponentielle permet d'évaluer la variation du temps de vie pour le MOT réalisé dans les mêmes

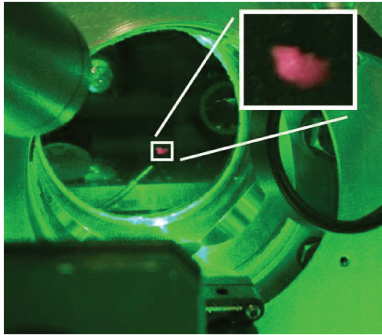


FIG. IV.7. : Photographie du piège magnéto-optique, prise à l'aide d'un appareil photo de téléphone portable (SM-G975F, F/1.5, 1/6s, ISO -50, 4mm, 1.16).

conditions. On peut établir la relation de proportionnalité suivante entre le taux de décroissance τ et la pression R de ^{87}Rb (ARPORNTHIP et al., 2012) :

$$\tau \sim 1/R$$

Autrement dit l'ouverture de la vanne n'a dégradé le vide que d'un facteur de l'ordre de 0.9. Ceci est cohérent avec l'affichage des pompes ioniques passé de $8 \cdot 10^{-10}$ à $9 \cdot 10^{-10}$ mbar lors de l'opération.

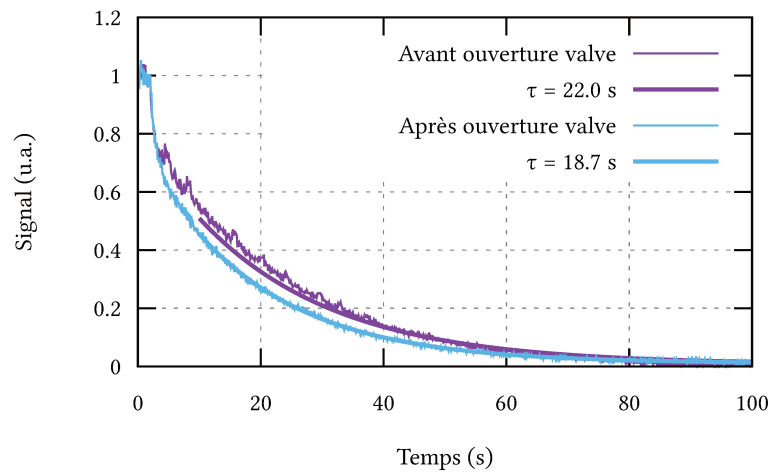


FIG. IV.8. : Temps de vie d'un piège magnéto-optique, réalisé dans les mêmes conditions expérimentales par ailleurs, avant et après ouverture de la vanne entre la chambre du bas et celle chambre du haut.

IV.1.2. Piège dipolaire

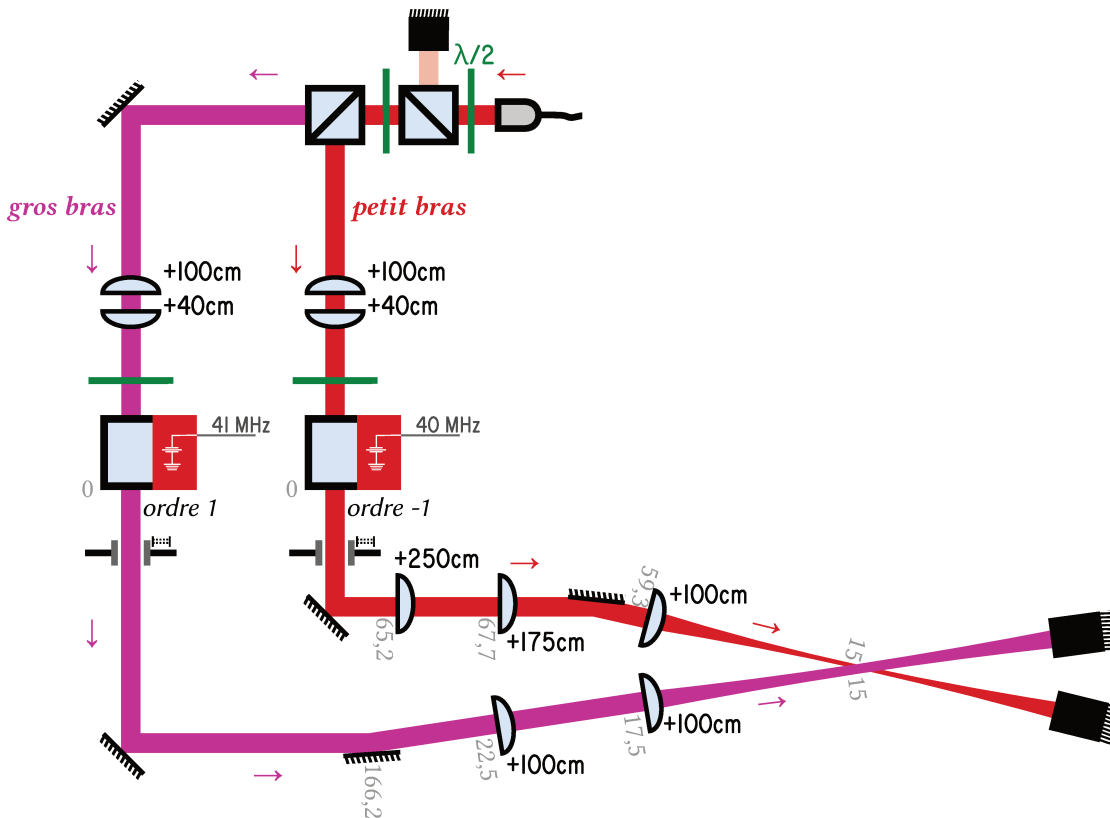


FIG. IV.9. : Banc optique du piège dipolaire. On donne, en écriture grisée, des indications de distance en cm (valeur à partir de la précédente indication). L'angle réel entre les faisceaux est de 45° . Les deux faisceaux se croisent en leurs cols, de waists 54 et 125 μm .

Nous utilisons ensuite ce piège magnéto-optique gris (*grey MOT* en anglais) pour charger optimalement un piège dipolaire formé du croisement de deux bras lasers indépendants à 1064 nm. On refroidit alors les atomes capturés par évaporation, afin de diminuer la taille du nuage tout en diminuant la température du nuage, c'est-à-dire, en augmentant la densité du nuage d'atomes.

En pratique, il s'agit de diminuer progressivement la profondeur du piège. On peut démontrer (CLÉMENT et al., 2009; SOLARO, 2016) qu'avec une configuration où l'un des bras est nettement plus large que l'autre sur les atomes, il est possible de contrôler séparément la fréquence et la profondeur du piège, ce qui est nécessaire pour parvenir

au régime d'emballlement à partir duquel il devient possible de condenser les atomes. Nous n'avons néanmoins pas cherché lors de nos réoptimisations à obtenir un condensat avant le transport des atomes dans l'ascenseur de Bloch, mais plutôt privilégié l'obtention d'un nuage dense d'atomes non condensés à des températures de l'ordre de quelques centaines de nano-Kelvin.

Pour chacun des deux bras, « petit » et « gros », nous appliquons une rampe (différente) de décroissance $P_{evap}(t)$ déterminée par les trois paramètres $P_\infty, P_0, \tau, \eta$ selon la loi :

$$P_{evap}(t) = P_\infty + \frac{P_0 - P_\infty}{(1 + t/\tau)^\eta} \quad (\text{iv.1})$$

Description du banc laser On met en forme les faisceaux à l'aide du banc laser schématisé [figure iv.9](#), semblable à celui déjà décrit dans les thèses précédentes de l'expérience (voir *p. ex.* celle de Xavier ALAUZE, 2018). Le mode du laser fibré étant dépendant de son courant de fonctionnement, celui-ci est gardé fixe et on répartit la puissance ($P_{max} = 36$ W) dans chacun des deux bras à l'aide des deux premiers couples $\lambda/2$ -cube séparateur.

D'une largeur au col du faisceau (waist) $w_f = 2,37$ mm en sortie du fibre, chacun des deux faisceaux est refocalisé pour un waist de $750 \mu\text{m}$ au niveau de son modulateur acousto-optique afin d'en optimiser la diffraction. Pour s'assurer que les deux faisceaux n'interfèrent pas en se croisant, on utilise par ailleurs des ordres de diffraction opposés pour les deux bras du piège dipolaire. Chacun des deux bras est focalisé sur les atomes, à l'aide de deux à trois lentilles. Des interrupteurs électromécaniques permettent de s'assurer qu'aucune lumière ne parvienne jusqu'aux atomes, ce qui n'a que peu d'importance dans le cas de ce manuscrit où nous faisons nos mesures interférométriques dans une autre chambre que celle où les atomes sont préparés.

La largeur à $1/e^2$ du faisceau sur les atomes peut enfin être estimée à l'aide d'oscillations paramétriques sur chacun des bras : on module le piège à la fréquence f pour réchauffer les atomes, ce qui occasionne des pertes. Elles sont maximales si cette fréquence est égale au double de la fréquence propre du piège, soit, pour chaque bras séparément :

$$f = \frac{1}{\pi w} \sqrt{U_0/m_{Rb}} \approx \chi \frac{\sqrt{P}}{w^2} \quad (\text{iv.2})$$

Avec w la largeur à $1/e^2$ du faisceau, U_0 la profondeur du piège, P la puissance du faisceau, et $\chi = 0,963 \mu\text{Hz m}^2 \text{W}^{-1/2}$ pour un faisceau à 1070 nm. Pour 4.95 W et 5.84 W, respectivement dans les « petit » et « gros » bras, la perte est maximale respectivement pour des modulations de $1,45$ kHz et de 300 Hz, soit des waists de $54 \mu\text{m}$ pour le petit

bras et 125 μm pour le gros bras. Ce sont des valeurs proches de celles (40 μm et 140 μm) pour lesquelles il avait été possible d'obtenir un condensat de Bose-Einstein sans fraction thermique (ALAUZE, 2018).

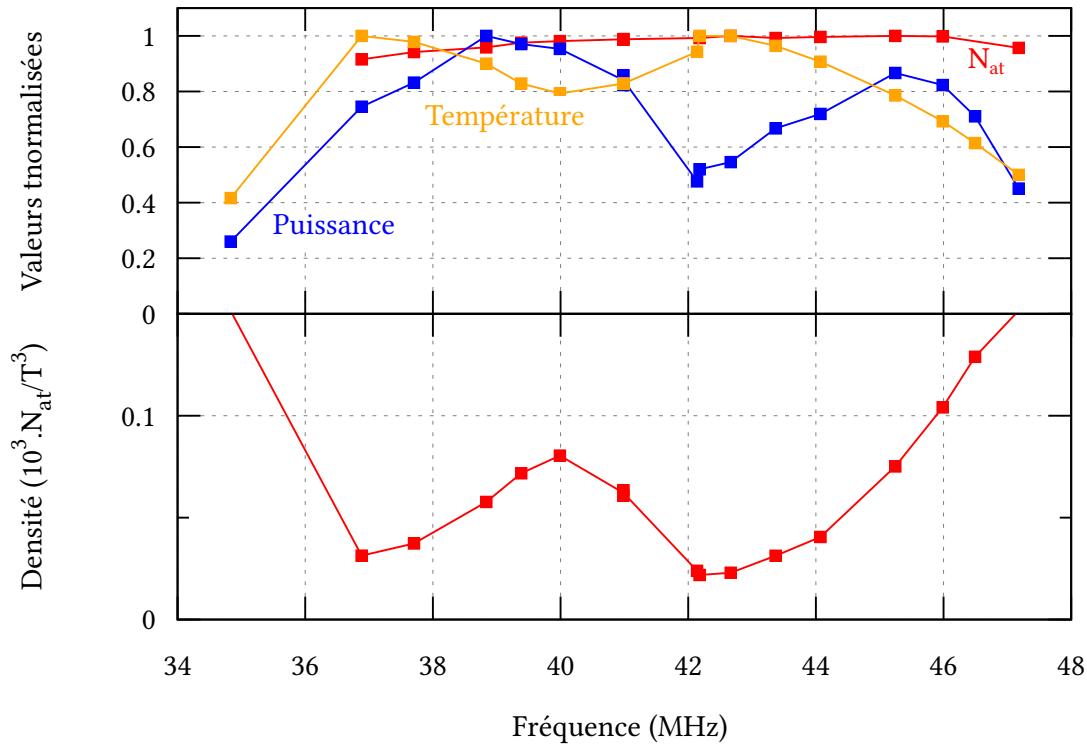


FIG. IV.10. : Effet inattendu de la fréquence centrale du modulateur acousto-optique sur la température et le nombre d'atomes du nuage en fin de refroidissement. La puissance diffractée reste constante du fait de l'utilisation d'un modulateur acousto-optique large-bande.

Changement du modulateur acousto-optique du petit bras Suite à une coupure de courant, le modulateur acousto-optique du petit bras a cessé de fonctionner. Nous en avons alors profité pour en changer le modèle, afin d'avoir désormais en place les deux modulateurs suivants (de marque AA Opto-Electronic)³ :

³Des ventilateurs externes ont en outre été ajoutés pour soulager les amplificateurs qui ont tendance à chauffer, ce qui pourrait en accélérer le vieillissement.

Chapitre iv. Présentation générale de l'expérience

- sur le gros bras, un modulateur MCQ40-A2.5-L1064-Z42-C47Bc et son amplificateur QMOD P040.68-B5R-43-WHK ;
- sur le petit bras, un modulateur MCQ41-B6A2.5 L1064 Z42 C47Bc et son amplificateur 1 AMPME 06007 0074.

Le nouveau modulateur du petit bras est large bande, ce qui nous autorise à moduler sa fréquence lors du refroidissement afin de réaliser un potentiel peint. Toutefois, l'agencement actuel du banc optique ne permet pas de moduler la position du petit bras sur un large angle et nécessiterait une modification des chemins optiques et lentilles utilisées.

Ce changement nous a néanmoins permis, de manière inattendue, de doubler notre nombre d'atomes, en modifiant la fréquence centrale de notre modulateur acousto-optique, qui a une influence sur le nombre d'atomes final, [figure iv.10](#). Nous n'avons pas su identifier l'origine de cet effet.

On obtient, pour différentes rampes d'évaporation, les points de fonctionnement des courbes [\(a\)](#) sur la [figure iv.11](#), où nous n'avons pas essayé de retrouver les conditions permettant de réobtenir un condensat de Bose-Einstein. La courbe [\(b\)](#), légèrement suboptimale correspond à la calibration utilisée dans la [partie III](#). Les calibrations sont effectuées par imagerie d'absorption, après un temps de vol permettant d'estimer la température des atomes après leur expansion thermique.

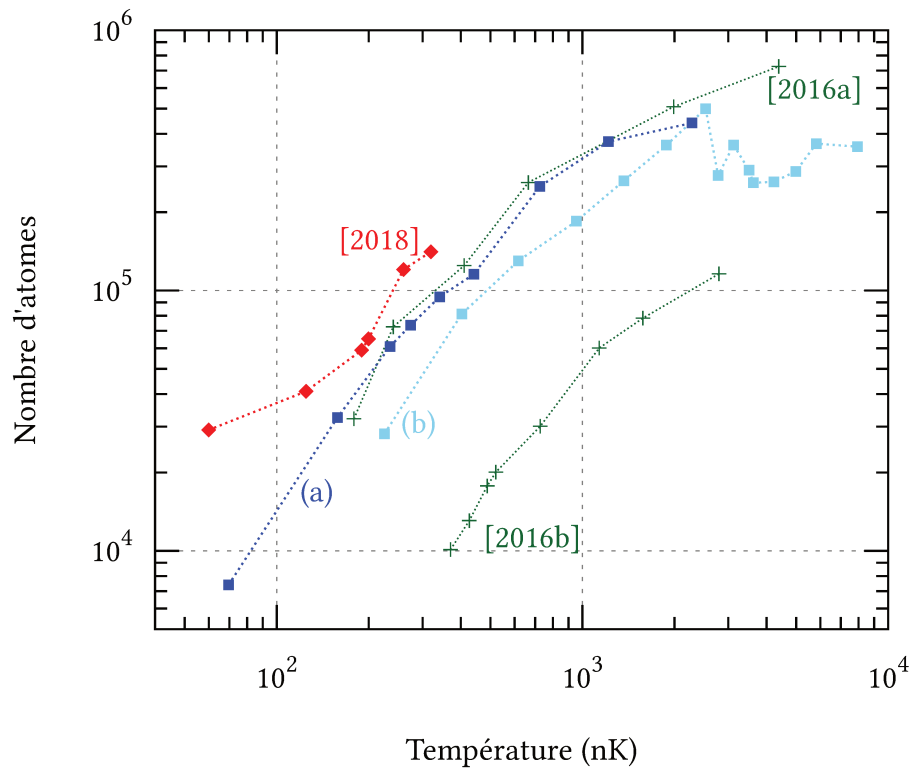


FIG. IV.11. : Dépendance du nombre d'atomes en fonction de la température pour un nuage d'atomes en fin de refroidissement. Les données étiquetées [2016] et [2018] sont celles des thèses précédentes de Cyrille SOLARO, 2016 et Xavier ALAUZE, 2018. La condensation avait été observée partiellement pour [2016b] et totalement pour [2018]. Les données (a) sont l'optimum obtenu au cours de cette thèse, et (b) celles utilisées pour les calibrations de la partie III.

IV.2. Préparation et interrogation des atomes

IV.2.1. Sous-niveaux Zeeman

Afin d'être sensible au champ magnétique au premier ordre lors de l'interféromètre, on peut préparer les atomes dans le sous-état magnétique $m_F = 0$.

Pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman des états hyperfins, on applique un champ de biais de l'ordre de 100mG, sur la chambre du bas à l'aide des bobines en configuration Helmholtz, suivant le schéma de la figure iv.6. Les états Zeeman sont ainsi déplacés par effet Zeeman linéaire (SOLARO, 2016 ; STECK, 2021) :

$$\Delta E(m_F = 0, \pm 1, \pm 2) = m_F g_F \mu_B |\vec{B}| \quad (\text{iv.3})$$

Avec $|m_F\rangle$ le sous-niveau Zeeman considéré, $g_F = \pm 1/2$ le facteur de Landé (positif pour $|F = 2\rangle$, négatif pour $|F = 1\rangle$) et μ_B le magnéton de Bohr.

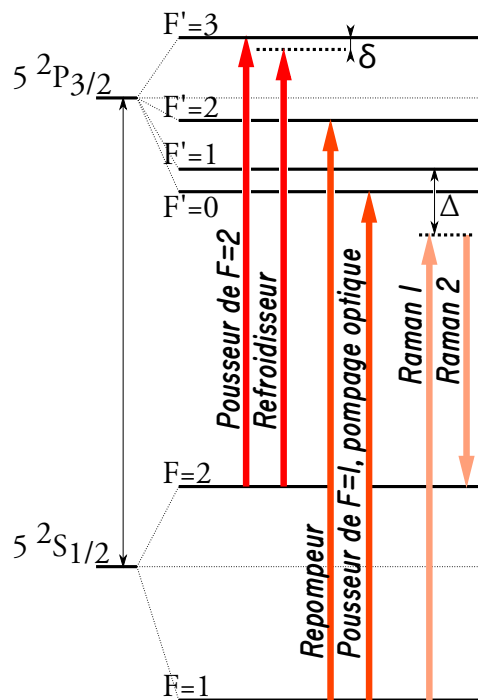


FIG. IV.12. : Niveaux d'énergie et transitions du ^{87}Rb utilisées sur Forca-G.

On peut ensuite utiliser des impulsions de dépompeur ou de pompage optique sur les atomes. Le pompage optique, appliqué quelques milli-secondes au début du refroidissement évaporatif, permet d'éliminer les atomes de l'état $|F = 1, m_F \neq 0\rangle$ par

chauffage : il est envoyé avec des polarisations $\sigma+$ et $\sigma-$ ce qui permet de conserver l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ comme état noir. En fin d'évaporation, on utilise une impulsion micro-onde pour transférer les atomes dans $|F = 2, m_F \neq 0\rangle$ puis se débarrasser des atomes restants dans $|F = 1$ en les chauffant avec une nouvelle impulsion longue de chauffage optique.

Le faisceau dépompeur n'est plus utilisé dans notre séquence expérimentale mais permettait de transférer tous les atomes dans $|F = 1\rangle$ en fin de mélasse PELLE, 2013.

On dispose en outre d'un faisceau pousseur accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.

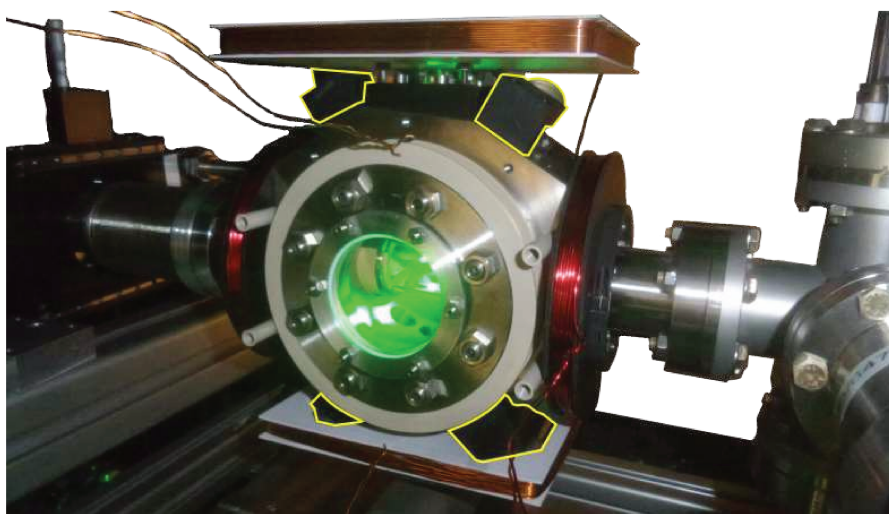


FIG. iv.13. : Chambre du haut avant l'installation du blindage magnétique. On a entouré d'un liseret jaune les quatre miroirs fixes installés pour les faisceaux d'imagerie par fluorescence.

IV.2.2. Autres champs magnétiques

Nous disposons sur les chambres du bas et du haut de blindages magnétiques en mu-métal afin de se prémunir des champs magnétiques extérieurs, principalement le champ magnétique terrestre et ceux issus des bobines du piège magnéto-optique 2D (allumées en permanence) et les pompes ioniques. À la construction de l'expérience, un champ magnétique résiduel de 10 mG a ainsi été mesuré au magnétomètre au centre de l'enceinte à vide du bas. Des bobines de compensation peuvent ainsi être utilisées, sur la chambre du bas pour annuler plus efficacement ces champs résiduels (voir [figure iv.6](#)).

Sur la chambre du haut, on dispose de trois paires de bobines dans les trois directions de l'espace. Les deux verticales permettent d'avoir un champ de quantification vertical, de même que pour celui sur la chambre du bas. La paire placée dans l'axe de translation du miroir vertical peut servir à appliquer l'idée envisagée dans la thèse de Xavier ALAUZE, 2018 afin d'imager simultanément les atomes dans des niveaux m_F différents, par imagerie d'absorption.

IV.2.3. Interrogation des atomes

Pour interroger les atomes, nous pouvons utiliser, comme nous l'avons vu au chapitre iii, une impulsion Raman contrapropageante ou bien une impulsion micro-onde.

Banc des lasers Raman Nous évoquerons plus loin, aux chapitres vii et ix, les détails des changements apportés aux faisceaux Raman au niveau des atomes. Le banc des deux lasers Raman n'a quant à lui pas changé depuis sa dernière description (ALAUZE, 2018) : nous utilisons deux diodes laser en cavité étendue, asservie l'une sur l'autre à l'aide d'une boucle à asservissement de phase.

Interrogation micro-onde Pour réaliser des impulsions micro-onde, nous utilisons simplement une antenne micro-onde fixée au bord de l'enceinte à vide et dont on optimise la position directement en minimisant la durée d'une impulsion π micro-onde à une puissance donnée.

Le signal micro-onde est généré à partir d'un oscillateur local à 7 GHz mélangé à un signal 165 MHz. Les 165 MHz sont eux-mêmes issus du mélange d'un signal à 65 MHz produit par une DDS⁴ avec notre signal de référence à 100 MHz, provenant d'un quartz asservi sur un maser à hydrogène⁵. La stabilité court terme en fréquence de notre quartz est de l'ordre de 10^{-13} à 1 s, tandis que celle fournie par le maser est de $3,4 \cdot 10^{-14}$ à 1 s (GAUTIER, 2022).

⁴Direct Digital Synthesizer, un générateur de signal par synthèse numérique directe.

⁵Ce signal est distribué dans l'ensemble des laboratoires du SYRTE.

IV.3. Les différentes sources lasers disponibles sur Forca-G

Terminons ce chapitre par un rapide aperçu des sources laser disponibles sur Forca-G. Nous avons déjà mentionné [section iv.2.3](#) le banc des deux lasers pour les impulsions Raman et [section iv.1.2](#) celui du piège dipolaire. Nous décrivons en détail le banc de préparation du laser servant à l'ascenseur de Bloch [partie III](#). Nous donnons ici quelques éléments descriptifs relatifs aux lasers du piège mixte (et du super-réseau) ainsi qu'au sujet du banc des laser refroidisseur et repompeur.

IV.3.1. Piège mixte et super-réseau

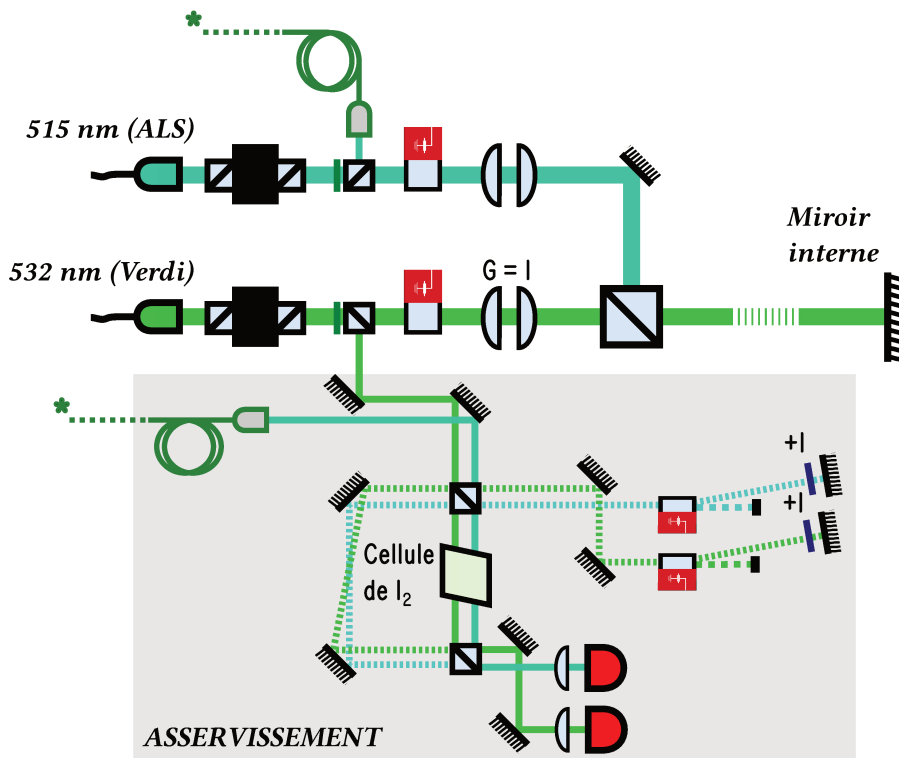


FIG. iv.14. : Schéma de principe des bancs laser pour les deux faisceaux à 515 et à 532 nm formant chacun un réseau vertical, ou un super-réseau par leur superposition. Voir aussi le [figure iv.4](#) p. 48 pour une vue d'ensemble de l'expérience.

Comme nous l'avons rappelé en [partie i](#), nous souhaitons interroger nos atomes capturés dans un réseau. Nous les capturons longitudinalement à l'aide d'un laser Verdi⁶ à 532 nm et transversalement à l'aide d'un laser de confinement transverse à 1064 nm.

Le schéma optique du réseau optique ne diffère pas de celui décrit dans la thèse de Xavier ALAUZE, 2018. On peut le résumer par le schéma de la [figure iv.14](#). Un télescope de grandissement 1 permet d'obtenir un faisceau de waist 500 μm au niveau du miroir interne de rétro réflexion.

Le schéma du laser de confinement transverse est décrit plus en détail [section vii.3.3](#) p. 115. Il est utilisé en simple passage, depuis le haut de l'expérience, afin d'éviter la création de réseaux parasites.

Le laser ALS⁷ à 515 nm permet de réaliser un super-réseau. Dans la thèse de Xavier ALAUZE, 2018, les fluctuations de fréquences de ce laser empêchaient de résoudre les pics de la spectroscopie Raman du super-réseau : il suffit en effet d'une simple variation de 10 MHz pour décaler la fréquence de chaque raie (ν_i) de la moitié de la fréquence la séparant de la raie suivante ($\nu_{i+1} - \nu_i$). Le laser ne comportant alors pas de contrôle permettant son asservissement en fréquence, il présentait des dérives pouvant excéder les 15 MHz en quelques minutes voire en quelques dizaines de secondes.

Depuis ce contrôle a été rajouté par le constructeur⁸, nous permettant d'asservir le laser en fréquence sur la même cellule de diode que celle déjà utilisée pour le laser Verdi, comme présenté [figure iv.14](#). Un cube a été ajouté avant le modulateur acousto-optique du laser ALS à 515 nm pour prélever de l'ordre de la dizaine de mW de puissance nécessaire à cet asservissement.

IV.3.2. Banc des lasers Refroidisseur & Repompeur

Ce dernier banc est celui fournissant la plupart des fonctions déjà décrites au cours de ce chapitre : faisceaux des pièges magnéto-optiques, pousseurs, etc. Il a déjà été décrit en détail dans les thèses précédentes.

Asservissement Les faisceaux de repompage doivent être accordés sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, afin d'être utilisée pour repomper les atomes restés dans $|F = 1\rangle$ (voir [figure iv.12](#) p. 58). On asservit donc le repompeur sur la raie D2 du rubidium par spectroscopie par transfert de modulation, après passage dans l'ordre 1 d'un amplificateur acousto-optique permettant de se décaler de 80 MHz.

⁶De chez *Coherent Corp.*

⁷*Azur Light System.*

⁸Mentionnons que les problèmes de mode non gaussien à haute puissance ont été résolus à cette occasion (ABSIL, 2017 ; ALAUZE, 2018).

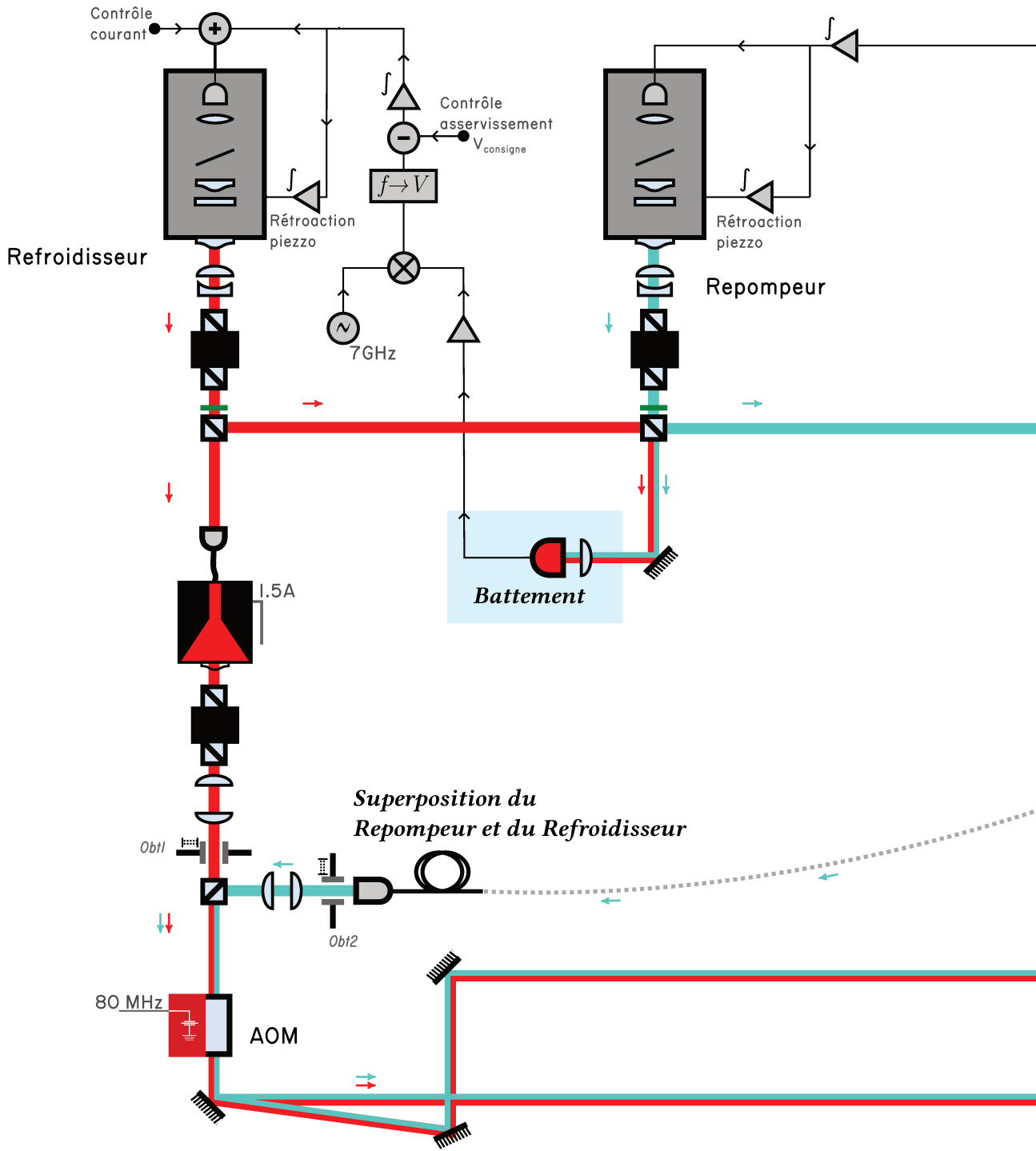
iv.3. Les différentes sources lasers disponibles sur Forca-G

Le refroidisseur est ensuite asservi sur le repompeur au moyen d'un battement (encarts en bleu sur la [figure iv.15](#)). Mélangé à un signal de 7GHz et converti en tension, celui-ci est comparé à une valeur de consigne $V_{consigne}$. On peut donc varier le désaccord δ par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ en jouant sur $V_{consigne}$.

Fonctions Les principales fonctions sont résumées sur le schéma de la [figure iv.15](#) au moyen des encarts (A) à (F) :

- (A) : faisceaux du pompage optique et du repompeur des nappes de fluorescence (voir [section v.1](#));
- (B) : faisceaux de détection pour les nappes de fluorescence (voir de même la [section v.1](#));*
- (C) : le coupleur de fibre Schäfter-Kirchhoff permettant de contrôler la puissance des différents bras du piège magnéto-optique 3D;
- (D) : les faisceaux pour l'imagerie d'absorption, dont l'un a été ajouté au cours de cette thèse pour imager les atomes en haut;
- (E) : les faisceaux du piège magnéto-optique 2D;
- (F) : le pousseur du piège magnéto-optique 2D (voir plus haut, [section iv.1.1](#) p. 47).

On note la présence de nombreux interrupteurs électro-mécaniques, nécessaires pour éviter le passage de lumière résonnante parasite quand cela est nécessaire. Nous renvoyons le lecteur à la thèse de Bruno PELLE, 2013 pour plus de détails sur les choix réalisés dans ce banc laser.



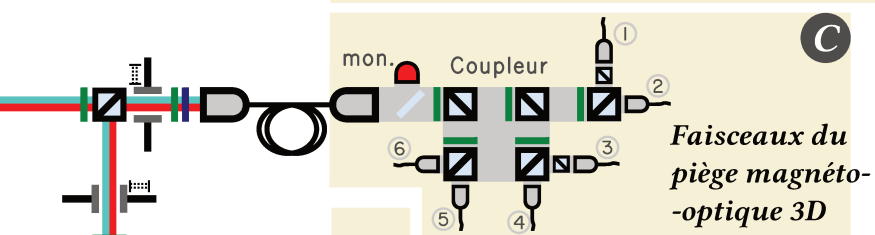
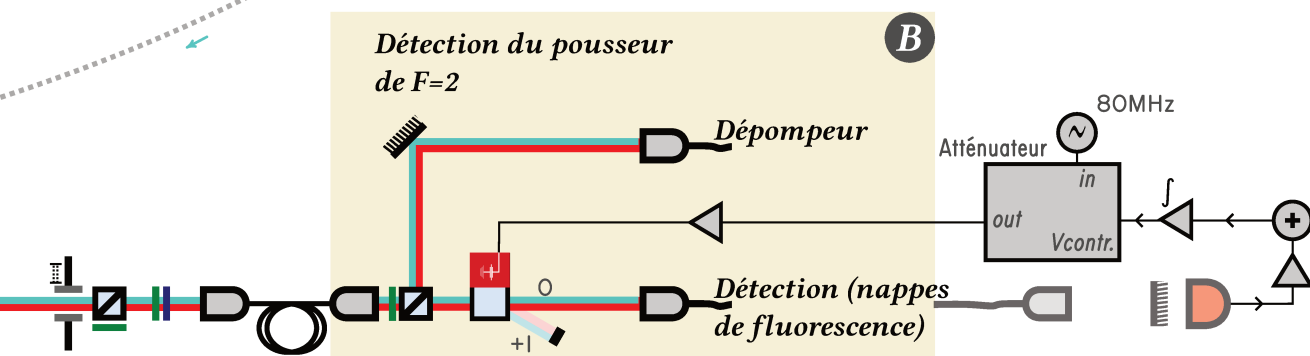
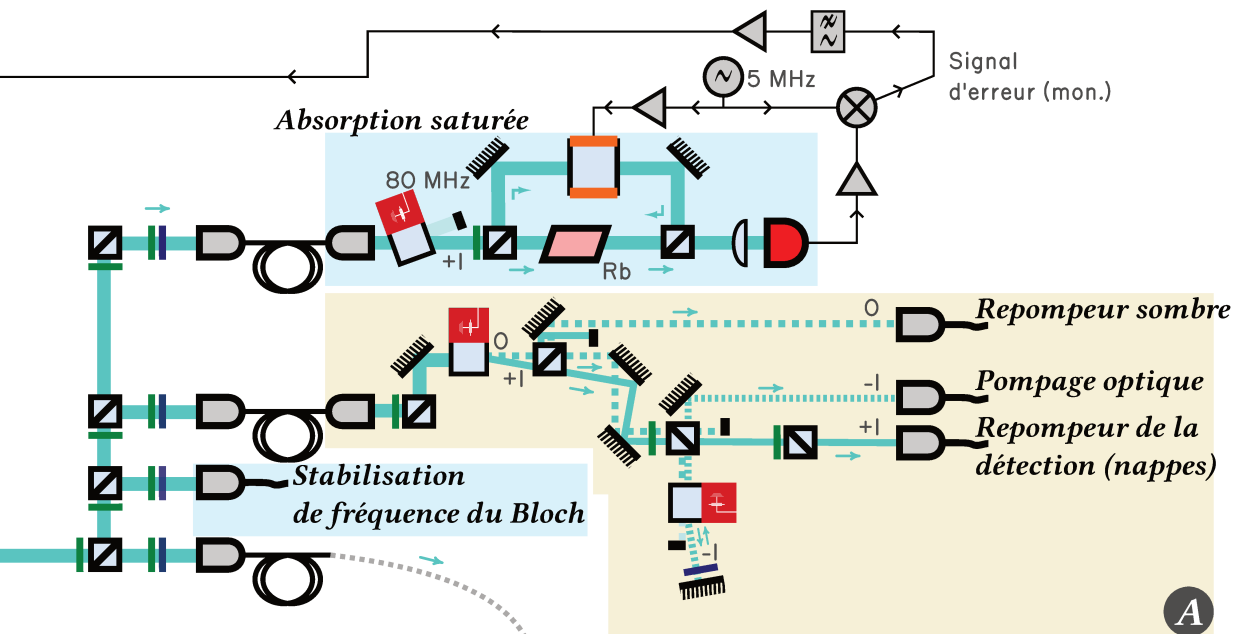


FIG. IV.15. : (*Page précédente*) Fonctions préparées sur les bancs optiques du refroidisseur et du repompeur. Dans un souci de clarté, tous les miroirs et trajets optiques réels ne sont pas représentés. .

Chapitre V.

Calibration des systèmes d'imagerie in-situ

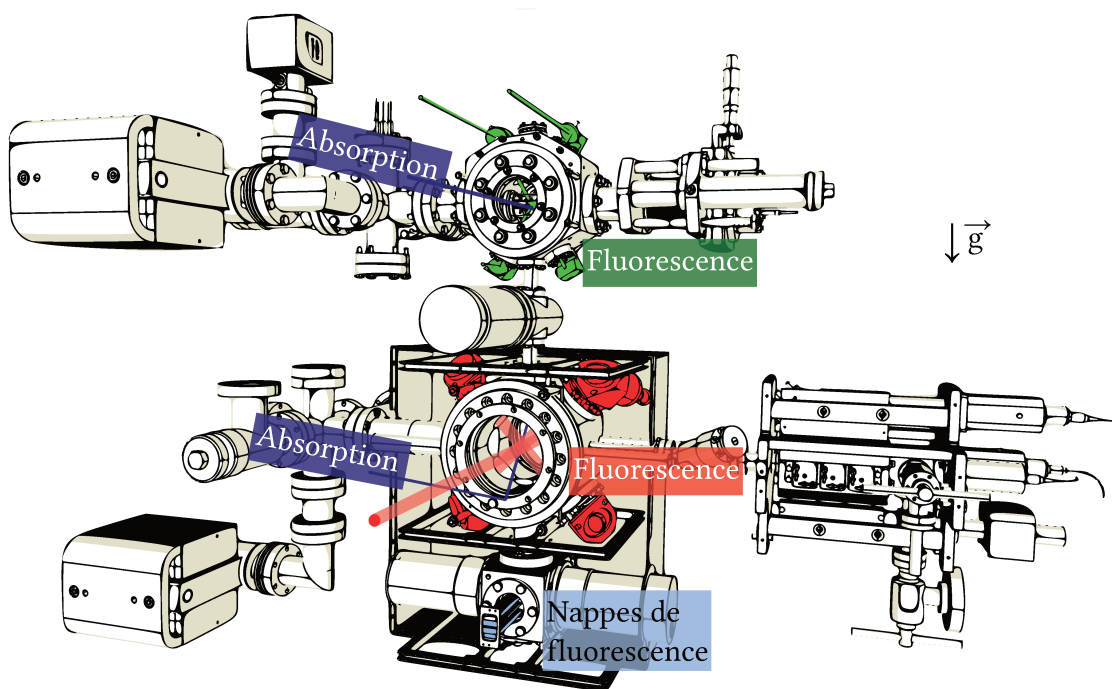


FIG. v.1. : Les différents types d'imagerie présents sur l'expérience : via des nappes de fluorescence ou in-situ, par absorption ou fluorescence, au niveau des deux chambres à vide. On note qu'on utilise les faisceaux du piège magnéto-optique 3D pour la fluorescence des atomes du bas. Les bobines et le blindage magnétique installés sur la chambre du haut ne sont ici pas représentés.

On peut distinguer sur ForcaG trois grands types d'imagerie, installés et calibrés au

fur et à mesure de la construction de l'expérience, et qui sont représentés [figure v.1](#) :

1. une *détection par temps de vol*, à l'aide de trois nappes de lumière horizontales située 18 cm sous la chambre du bas. Les populations des deux états sont détectées par fluorescence après une chute de l'ordre de 150 ms principalement étudié dans les thèses de PELLE, 2013 et SOLARO, 2016;
2. deux *détections in-situ, par absorption*, au niveau des chambres du bas et du haut, où l'on image, à l'aide d'une caméra CCD, le nuage d'atome illuminé par un faisceau résonnant avec $|F = 2\rangle$ pendant une durée brève de l'ordre de la dizaine de s . Sa calibration permet de déterminer le nombre d'atomes du nuage ainsi que sa température, en imageant les atomes après un bref temps de vol;
3. deux *détections in-situ, par fluorescence*, au niveau des chambres du bas et du haut, permettant d'avoir accès uniquement au nombre d'atomes du nuage illuminé pendant des temps de l'ordre de quelques millisecondes et qui ont été plus particulièrement calibrées au cours de cette thèse.

Après une brève description de l'implémentation de chacun de ces systèmes sur notre expérience, [section v.1](#), nous présenterons quelques résultats sur l'optimisation et les performances de l'imagerie in-situ sur les chambres du haut et du bas.

V.1. Systèmes d'imagerie disponibles sur notre expérience

V.1.1. Détection par nappes de fluorescence

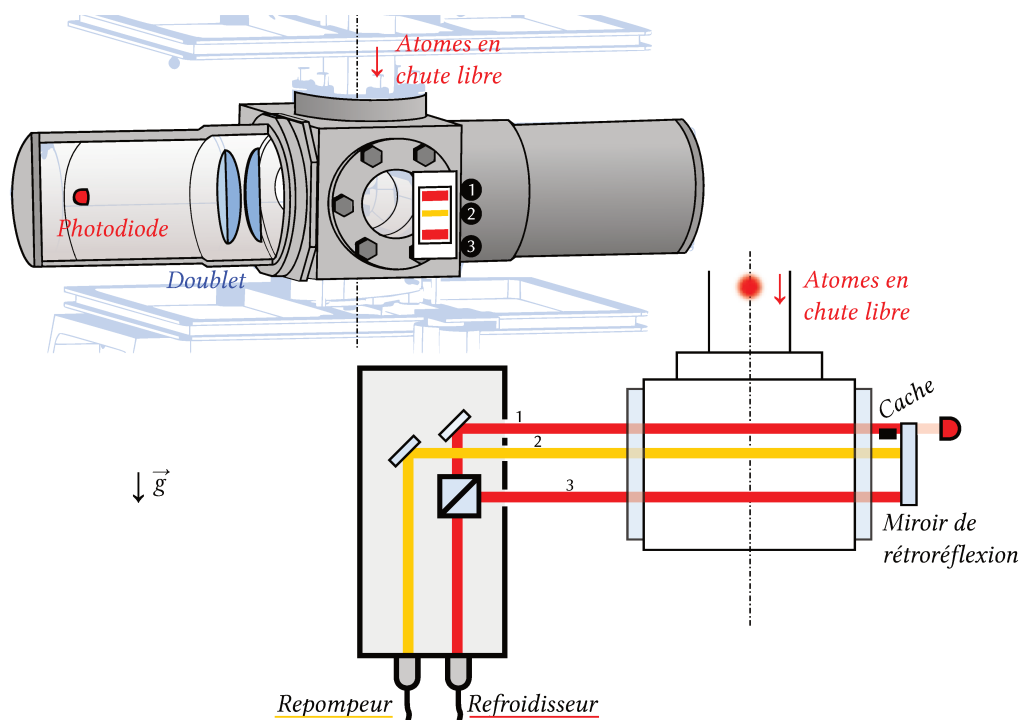


FIG. v.2. : Schéma optique de la détection par temps de vol, vue en coupe (en haut) et schéma optique (en bas). Les trois nappes sont numérotées de la plus haute à la plus basse. On a représenté le mécanisme de collection pour la fluorescence des atomes de l'une des nappes seulement, on procède en effet de manière identique pour l'autre nappe. Les photodiodes sont du modèle S1337 de chez Hamamatsu.

Dans ce système de détection, les atomes sont imagés lors de leur chute libre à l'aide de trois nappes lasers de détection, qui sont réalisées à l'aide d'un système simple à base de diaphragmes, [figure v.2](#) :

- La première nappe (1) est séparée en deux parties :

- la première, rétro-réfléchie, permet d'obtenir un signal de fluorescence des atomes de $|F = 2\rangle$ sur une photodiode afin d'accéder à la mesure N_2 du nombre d'atomes dans $|F = 2\rangle$;
 - la seconde, non rétro-réfléchie, permet de pousser les atomes restant dans $F=2$.
- La seconde nappe (2) sert à repomper les atomes restants de $|F = 1\rangle$ à $|F = 2\rangle$;
 - La troisième et dernière nappe (3) fait fluorescer les atomes de $|F = 1\rangle$ préalablement repompés dans $|F = 2\rangle$, de manière analogue à la première nappe, permettant de déterminer la populations N_1 d'atomes dans $|F = 1\rangle$.

Les signaux arrivant sur les deux photodiodes (Hamamatsu S – 1337) sont filtrés à l'aide d'un filtre interférentiel centré sur 780 nm avec une bande-passante de 10 nm, afin de diminuer le parasitage par d'autres lasers (PELLE, 2013). Il est à noter que ces filtres ont un temps de vieillissement court impactant fortement leur performances (BLUDAU et al., 1985), l'installation de ces filtres datant maintenant d'une dizaine d'années, les calibrations des thèses précédentes sont à prendre avec précaution.

La calibration complète de ce système de mesure a été réalisée dans (ALAUZE, 2018; PELLE, 2013; SOLARO, 2016) et est utilisée en l'état dans ce manuscrit.

V.1.2. Détection *in-situ*

Un second type de mesure implémentée sur l'expérience consiste à effectuer la détection sur les atomes *in-situ*, en prenant une photographie du nuage à l'aide d'une caméra EM-CCD (Hamamatsu C9100-02S1) et en produisant, au choix, un signal d'absorption ou de fluorescence. La figure v.1 donne les schémas optiques correspondants à chacune des mesures réalisées.

V.1.2.1. Par absorption

Ce système d'imagerie a été mis en place sur la chambre du bas et calibré par SOLARO, 2016. Cette méthode repose sur l'absorption locale par un objet d'intérêt des photons d'une source de lumière sonde.

Sur Forca-G, on prélève de la lumière issu du laser refroidisseur, résonnante avec la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Ainsi seuls les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ sont imagés. Afin de maximiser l'absorption, nous pompons les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ dont la transition est cyclante en polarisant le faisceau d'imagerie sonde à l'aide d'une lame quart-d'onde. Il ne reste qu'à mesurer le nombre de photons transmis n_{ph}^{tr} pour remonter, par la loi de Beer-Lambert, à la densité atomique :

v.1. Systèmes d'imagerie disponibles sur notre expérience

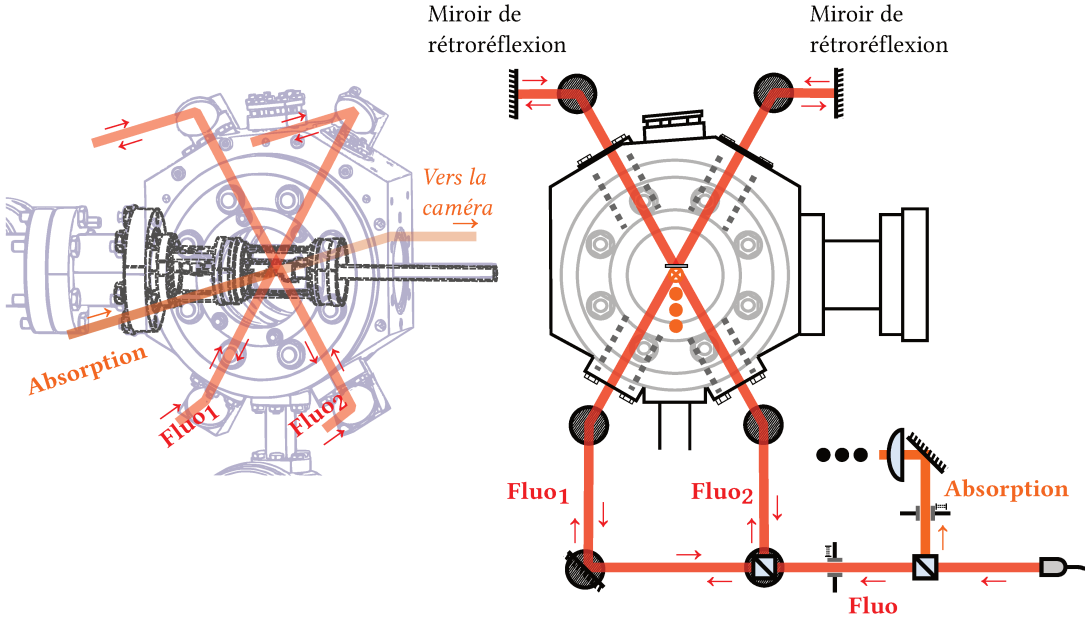


FIG. v.3. : Schéma optique de l'imagerie sur la chambre du haut.

$$n_{ph}^{tr} = n_{ph}^{inc} e^{-\sigma_{abs} \int n_{at}(X,Y,Z) dZ} \quad (v.1)$$

Avec n_{ph}^{inc} et n_{ph}^{tr} les nombres de photons incidents et transmis, $\sigma_{abs} = 0,3 \mu\text{m}^2$ la section efficace d'absorption de la transition cyclante $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$ (STECK, 2021) et n_{at} la densité atomique. Z est l'axe du faisceau d'imagerie.

Afin d'évaluer correctement n_{ph}^{tr} , nous prenons trois images, l'une (1) du faisceau absorbé par les atomes, la seconde (2) du faisceau d'imagerie seul et la troisième (3) du bruit de fond, sans le faisceau d'imagerie. On soustrait l'image (3) aux images (1) et (2) à partir desquelles il nous est possible de calculer, pour chaque pixel de coordonnées (X, Y) la densité optique OD définie par :

$$OD(X, Y) = \ln \frac{n_{ph}^{inc}(X, Y)}{n_{ph}^{tr}(X, Y)} \quad (v.2)$$

Autrement dit, d'après l'équation (v.1) :

$$\sigma_{abs} \int n_{at}(X, Y, Z) dZ = OD(X, Y)$$

Nous imageons des nuages piégés dans des réseaux ou en chute libre, donc ayant une distribution en vitesse de type Maxwell-Boltzmann, donc on peut supposer que la densité atomique a une distribution gaussienne d'amplitude n_0 et de taille $\sigma_{X,Y}$ suivant X ou Y , on peut remonter au nombre d'atomes N_{at} :

$$N_{at} = 2\pi n_0 \frac{\sigma_x \sigma_Y}{\sigma_{abs}} \quad (\text{v.3})$$

V.1.2.2. Par fluorescence

Une dernière méthode consiste à mesurer la fluorescence du nuage d'atomes in-situ. De même que pour l'imagerie d'absorption, le faisceau est accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Afin de maximiser le signal, on souhaite en revanche effectuer de longs temps d'interrogation, typiquement de l'ordre de la milliseconde, c'est pourquoi les faisceaux d'imagerie utilisés sont contrapropageants ; deux faisceaux contrapropageants dédiés sur la chambre du haut, et ceux du piège magnéto-optique 3D sur la chambre du bas (voir les [figure v.1](#) et [v.3](#)).

Lorsque les atomes sont capturés dans un réseau optique, on peut imager simplement les deux états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ à l'aide d'une séquence de trois images. En même temps que la capture des deux premières images, nous faisons fluorescer les atomes qui sont dans $|F = 2\rangle$. En ajoutant simplement une impulsion du laser repompeur entre les deux images, ce sont donc les atomes de $|F = 1\rangle$ que l'on image sur la deuxième image, les atomes de $|F = 2\rangle$, chauffés par la première impulsion d'imagerie, étant sortis du réseau.

Enfin une troisième image, du bruit de fond, est soustraite aux deux premières.

Nombre d'atomes Pour chaque image, nous commençons par extraire le signal sous la forme d'un nombre de coups N_{coups} sur la caméra. On peut l'estimer soit en prenant simplement la somme des valeurs des pixels sur une fenêtre W bien choisie, soit, si l'image du nuage sur la caméra a la forme adéquate, en calculant l'aire sous une gaussienne ajustée sur nos mesures :

$$N_{coups} \approx \sqrt{2\pi} \sigma_{x,y} \cdot A_{x,y} \approx \sum_W pixels$$

Avec $\sigma_{x,y}$ et $A_{x,y}$ l'écart type et l'amplitude du profil du nuage suivant x ou suivant y .

Ce nombre de coups peut être relié au nombre d'atomes : en effet, le nombre de photon émis est proportionnel à la largeur de la raie D2 du Rubidium, Γ , la durée

v.1. Systèmes d'imagerie disponibles sur notre expérience

d'éclairement τ et l'angle solide η sous lequel on regarde nos atomes :

$$\#(\text{photons émis/atome}) = \frac{\Gamma}{2} \tau \frac{\eta}{4\pi}$$

L'efficacité quantique QE permet de relier le nombre d'électrons émis sur le capteur CCD au nombre de photons reçus :

$$\#(\text{électrons émis/atome}) = \#(\text{photons émis/atome}) \cdot QE|_{\lambda=780 \text{ nm}}$$

Par ailleurs, afin de maximiser le signal, nous utilisons pour nos mesures de fluorescence une caméra EM-CCD, c'est-à-dire à multiplication d'électrons, ce qui introduit un second gain g_{EM} :

$$N_{at} = \frac{N_{coups}}{g_{EM} \cdot QE_{\lambda} \cdot \eta \frac{\Gamma}{2} \tau} \quad (\text{v.4})$$

Dans le cas de notre caméra Hamamatsu, la documentation nous invite à introduire un facteur de conversion f_{conv} supplémentaire dû à l'électronique, et un paramètre de « sensibilité » proportionnel au gain g_{EM} :

$$g_{EM}^{Hama} = \tilde{g}_{EM}(\text{sensibilité}) / f_{conv}$$

Vieillessement de la caméra Nous avons réétalonné le gain \tilde{g}_{EM} de la caméra en fonction du paramètre de sensibilité laissé au choix de l'utilisateur pour obtenir l'abaque de la [figure v.4](#). On constate une forte perte de sensibilité à cause du vieillissement de la caméra.

L'étalonnage a été réalisé de plusieurs manières indépendamment : à l'aide d'une impulsion laser de puissance connue et avec des mesures sur des nuages d'atomes de N_{at} déjà étalonné par absorption.

On prend les valeurs de la documentation de la caméra pour le paramètre de conversion et l'efficacité de la caméra :

- $f_{conv} = 4,4$;
- $QE = 0,475$ à 780nm.

V.1.2.3. Collection des photons

Nous pouvons enfin dire quelques mots de la collection des photons pour les deux systèmes de détection in-situ. Nous disposons sur l'expérience de deux caméras :

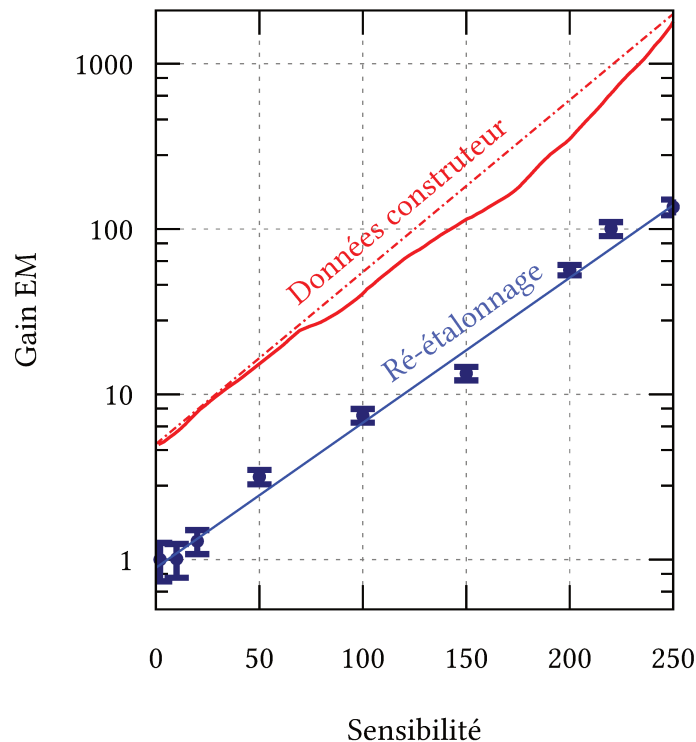


FIG. v.4. : Ré-étalonnage du gain par multiplication d'électrons de la caméra Hamamatsu C9100-02S1 utilisée sur notre expérience (\tilde{g}_{EM}).

- une caméra CCD (pour *Charged Coupled Device*, dispositif à transfert de charges, couramment utilisé en photographie numérique), de la marque allemande PCO Imaging (*Pioneers in Cameras and Optoelectronics*);
- une caméra EM-CCD (pour *Electron Multiplication-CCD*), de la marque japonaise Hamamatsu Photonics (浜松ホトニクス株式会社)¹.

Le gain par multiplication d'électrons s'annulant dans l'expression de la densité optique (voir [équation \(v.2\)](#)), nous réservons la caméra EM-CCD aux mesures par fluorescence. Initialement placée sur la chambre du bas, nous l'avons remplacée par la caméra CCD et déplacée afin de procéder aux mesures à proximité du miroir de la chambre du haut.

¹Modèle C9100-02S1.

v.1. Systèmes d'imagerie disponibles sur notre expérience

On note par ailleurs que sur la chambre du bas, plusieurs faisceaux sortent par le même hublot : un des faisceaux du piège magnéto-optique 3D et les deux faisceaux du piège dipolaire. C'est pourquoi, le faisceau d'absorption est placé avec un angle de 45° (voir [figure v.1](#)) et on n'utilise une lentille de taille limitée². Sur la chambre du haut, à l'inverse, le hublot de sortie est entièrement dévolu à l'imagerie, donc on place une lentille de taille équivalent au hublot afin d'avoir un angle solide le plus grand possible.

Nous avons utilisé plusieurs couples de lentilles différentes lors de cette thèse afin de varier le grandissement en sortie. On règle la position des lentilles en optimisant le signal obtenu sur la caméra et on évalue ensuite la taille des pixels en mesurant la position des atomes à différents instants d'une chute libre.

²Nous en avons augmenté la taille lors de cette thèse pour avoir une lentille de diamètre un pouce au lieu de demi-pouce.

V.2. Optimisation de l'imagerie par fluorescence

Nous avons dans un premier temps optimisé l'imagerie par fluorescence sur la chambre du bas pour de faibles nombres d'atomes dans chacun des états hyperfins. De nombreux paramètres entrent en compte pour une telle mesure :

- le nombre d'atomes N_{at} ;
- les paramètres du faisceau d'éclairement : sa durée τ , sa puissance P , sa fréquence exprimée par rapport à la résonance $\Delta\nu = \nu - \nu_0$;
- les paramètres de la caméra : son gain \tilde{g}_{EM} , le *binning* ;
- les paramètres de l'analyse numérique : la largeur l de la sous-fenêtre sur laquelle on ajuste nos courbes, le nombre de coups sur lequel on moyenne chaque image.

On considère que le réglage des optiques est déjà optimal. Nous souhaitons optimiser le bruit σ sur la mesure du nombre d'atomes N_{at} dans un état donné. À faible nombre d'atomes, il est raisonnable de supposer que le bruit électronique domine, on doit donc optimiser un paramètre K défini par :

$$\sigma = \frac{K}{N_{at}} \quad (\text{v.5})$$

Où K dépend des paramètres listés plus haut. À l'aide de mesures directes sur la caméra, on peut paramétrer K en fonction de certains des paramètres afin de le minimiser. Ceci nous permet d'atteindre un bruit d'environ cinquante atomes sur les deux voies, soit de l'ordre de 10^{-2} sur la probabilité de transition pour 1000 atomes (voir [figure v.5 p. 77](#)).

Dans la chambre du haut, la mesure est plus complexe à réaliser du fait de la présence du miroir. Afin de ne pas être masqué par l'ombre du miroir sur la caméra, nous avons ajouté une platine de translation verticale à la lentille de collection. Nous ne parvenons néanmoins pas à imager les atomes par absorption à des distances inférieures à la centaine de μm , du fait de la diffraction de Fresnel du faisceau d'absorption sur le miroir.

Pour réaliser des mesures par fluorescence à des distances proches du miroir, nous avons envisagé plusieurs méthodes. Une première tentative a consisté à réaliser un élévateur de Bloch supplémentaire juste avant la mesure pour s'écarter du miroir. Toutefois, si on souhaite imager les deux états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, il est alors nécessaire de réaliser deux impulsions (accélération et décélération) pour pouvoir recapturer le

v.2. Optimisation de l'imagerie par fluorescence

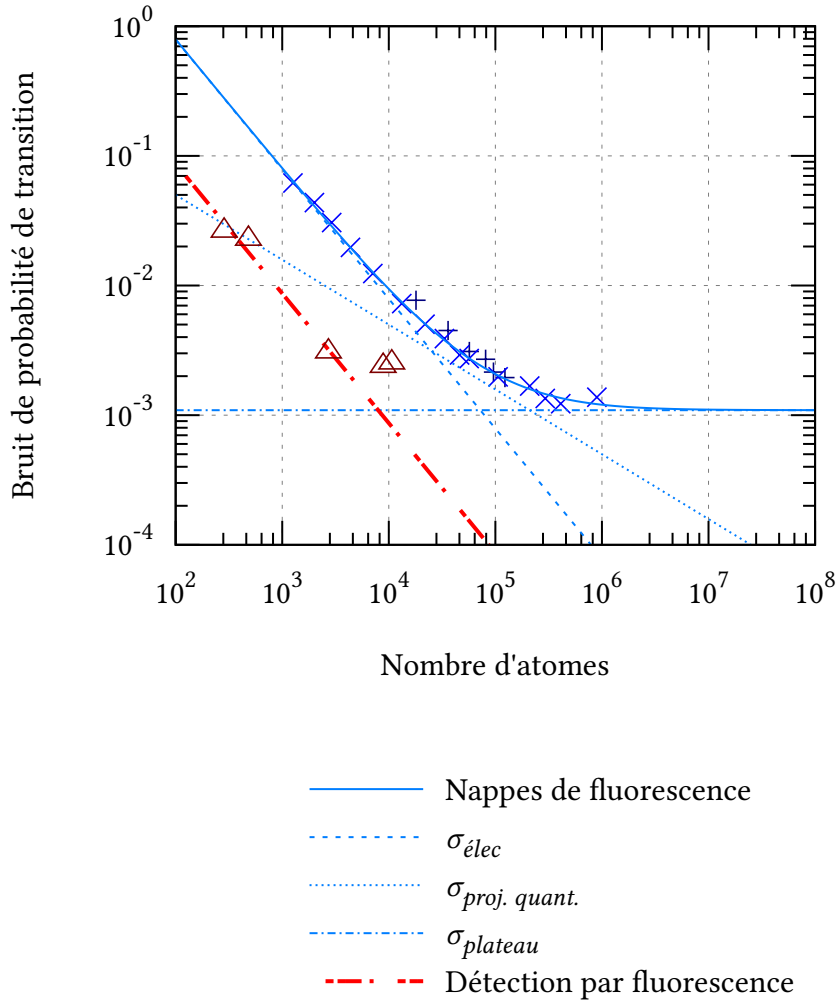


FIG. v.5. : Bruit de détection des nappes de fluorescences, en bleu, la courbe continues est un ajustement de courbe sur les données issues des thèses de SOLARO, 2016 (« × ») et d'HILICO, 2014 (« + ») à l'aide de la somme des bruits électronique σ_{lec} , en $1/N_{at}$, de projection quantique $\sigma_{proj. quant.}$, en $1/\sqrt{N_{at}}$, et de plateau $\sigma_{plateau}$, indépendant de N_{at} . En rouge, courbe optimisée du bruit pour la détection par fluorescence (les points « \triangle » permettent de confirmer expérimentalement cette optimisation).

nuage dans un réseau stationnaire, ce qui induit à la fois des pertes et de l'émission spontanée.

Une seconde méthode a donc été mise en place consistant à imager les deux états en chute libre, à deux positions différentes. Le nombre d'images par seconde de notre caméra impose un temps mort entre chaque image de l'ordre de la centaine de millisecondes. Pour s'en affranchir, nous avons donc choisi de les imager sur une même prise au cours de laquelle nous coupons le réseau afin que les atomes soient en chute libre. Les deux impulsions d'imagerie (sans puis avec le faisceau repompeur superposé) sont suffisamment rapprochées pour observer les deux populations $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ sur la même image. Il faut néanmoins prévoir un temps de quelques millisecondes entre les deux impulsions afin de bien les séparer. Ceci introduit aussi une contrainte sur le grandissement utilisé, qui ne doit pas être trop important afin de couvrir toute la distance parcourue pendant la chute libre.

Cette dernière méthode nous permet d'imager proprement le nuage à des distances arbitraires du miroir, sans être impacté par la diffusion qu'il produit.

On obtient les points en noirs sur la [figure v.6](#), sans parvenir toutefois à retrouver les résultats optimaux obtenus sur la chambre du bas.

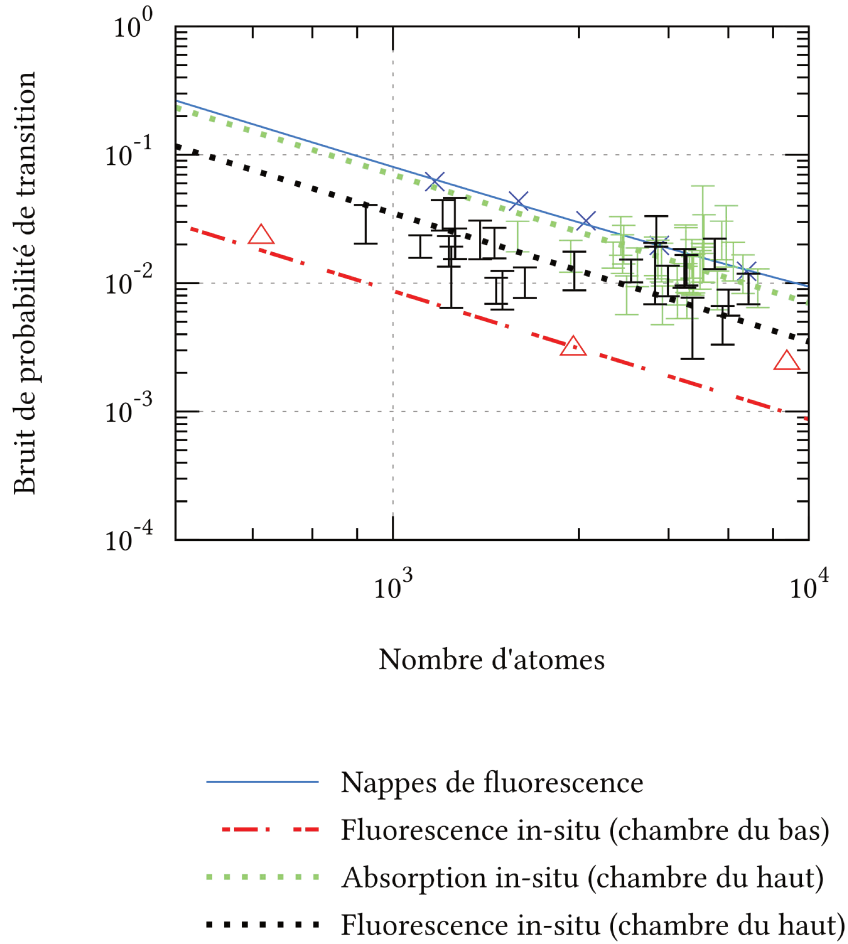


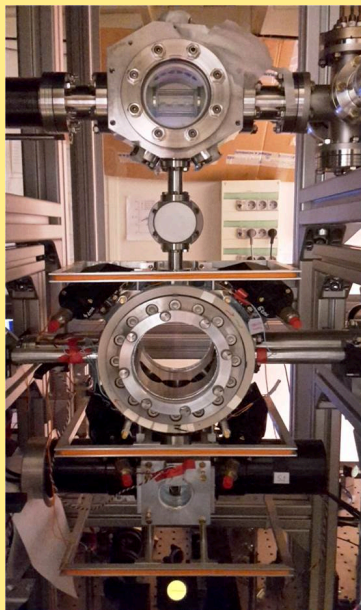
FIG. v.6. : Essai de comparaison de l'imagerie sur la chambre du haut avec les résultats présentés [figure v.5](#) pour les systèmes d'imagerie par nappes de fluorescence et par fluorescence in-situ dans la chambre du bas (où les atomes sont refroidis).

Troisième partie.

Lancer

☞ Dans cette seconde partie, nous nous attardons sur le dispositif monté au cours de cette thèse nous permettant de manipuler précisément les atomes et notamment de les déplacer de la zone de préparation, où on les a refroidi, à la zone de mesure, 30 cm plus haut, à proximité de la surface d'intérêt auprès de laquelle on souhaite mesurer la force de Casimir. Nous parvenons à transférer de l'ordre de 30% des atomes avec un échauffement modéré du nuage que nous parvenons à conserver à des températures de l'ordre du micro-Kelvin en fin de lancer.

☞ Les résultats présentés dans cette partie font l'objet d'un article, en cours de relecture avant publication à l'heure de l'écriture de cette thèse (ABSIL et al., 2023).



Photographie des deux chambres expérimentales, sans leurs blindages magnétiques, prise lors du montage de la chambre du haut.

Photo : Xavier Alauze, avril 2019.

Chapitre VI.

Atomes dans des réseaux optiques accélérés

LA PRÉPARATION DES ATOMES à distance de la surface auprès de laquelle nous souhaitons réaliser des mesures de forces à courte distance est une étape cruciale de notre séquence expérimentale. En effet, il s'agit de se prémunir au maximum d'une éventuelle adsorption de nos atomes de Rubidium sur la surface lors des phases de refroidissement (piège magnéto-optique 3D et évaporation). Ce problème avait en effet déjà été identifié et calibré par les équipes de Eric A. Cornell au *Joint Institute for Laboratory Astrophysics* (JILA) (McGUIRK et al., 2004), et a conduit à notre choix d'une surface diélectrique (nous y reviendrons au [chapitre x](#)).

Les atomes sont donc préparés à 30 cm de cette surface, dans une chambre différente de celle de la surface, installée, comme nous l'avons vu au cours des chapitres précédents, au commencement de cette thèse. Une étape importante du travail accompli pour parvenir à réaliser une mesure de force a donc consisté à déplacer le nuage d'atomes de sa position initiale, au croisement des deux bras du piège dipolaire croisé, à celle proche du miroir du Verdi, 30 cm plus haut.

Nous décrivons ici les objectifs que nous souhaitons remplir et qui nous ont conduit à choisir d'utiliser un réseau optique accéléré pour déplacer nos atomes. En reprenant les éléments théoriques sur la physique des atomes piégés dans des réseaux optiques, déjà développée au [chapitre II](#), nous mettrons en évidence le fonctionnement de cette méthode ainsi que les principales sources de perte auxquelles il faut nous attendre.

VI.1. Objectifs et état de l'art

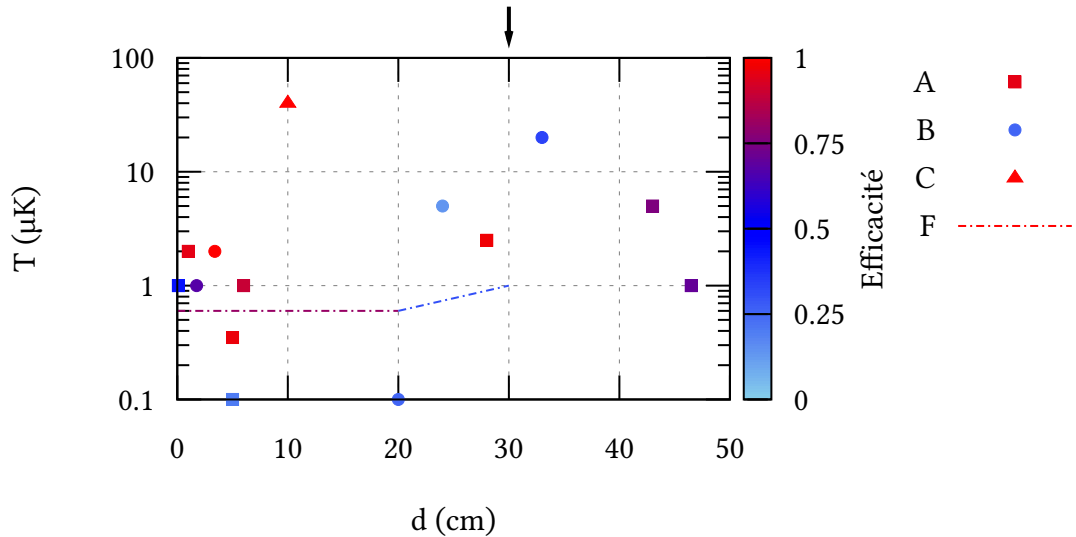


FIG. VI.1. : État de l'art des performances obtenues pour des transports sur des distances supérieure au mm dans des expériences d'atomes froids, suivant la méthode :

- A : à l'aide de pièges optiques
- B : à l'aide de pièges magnétiques
- C : autres méthodes
- F : notre expérience.

La flèche verticale indique l'ordre de distance que nous souhaitons atteindre sur notre expérience.

Note : Les sources utilisées sur cette figure sont indiquées à l'annexe A p. 187.

Le transport de nuages d'atomes froids ou de condensats de Bose-Einstein de leur zone de production vers une autre zone d'intérêt a été mis en œuvre d'un grand nombre de façon depuis les premières œuvres dès les années 1990 (BEN DAHAN et al., 1996). La figure VI.1 résume les performances obtenues, ordonnées selon la méthode utilisée. La distance parcourue est celle d'intérêt pour l'expérience envisagée ou bien celle considérée comme optimale par les auteurs.

Plusieurs solutions ont été envisagées : les deux principalement utilisées consistent à capturer les atomes dans des pinces optiques (A) que l'on déplace à l'aide de dispositifs opto-mécaniques ou dans des pièges magnétiques (B). Ces approches sont plus ou moins adaptées, suivant la spécification souhaitée : ainsi, les pièges magnétiques permettent-ils des déplacements sur de longues distances, mais au prix de l'échauffement de l'échantillon. À l'inverse, capturer les atomes dans des réseaux optiques s'est révélé être une solution efficace pour transporter des atomes sur des distances centimétriques. D'autres solutions (C) impliquant l'utilisation de faisceaux de Bessel, de lentille Moiré à focalisation variable, etc. ont également été envisagées.

Une dernière possibilité, qui est celle présentée dans ce manuscrit, consiste à utiliser des oscillations de Bloch pour manipuler les atomes.

Nos objectifs Nous souhaitons transporter les atomes depuis la chambre où ils sont refroidis jusqu'au miroir du réseau vertical, environ 30 cm plus haut, comme on l'a indiqué sur le schéma de principe de l'expérience [figure iv.4](#). Comme nous l'avons rappelé en introduction, nous souhaitons réaliser que notre mesure de la force s'exerçant entre le nuage d'atomes et ce miroir soit à une résolution micrométrique. Cela nous impose donc des contraintes supplémentaires sur la taille finale du nuage.

On a ainsi trois objectifs principaux sur les performances de notre méthode de transport :

1. la méthode doit assurer une bonne **exactitude** de la distance parcourue, c'est-à-dire (JCGM, 2008) :
 - a) un contrôle précis de la distance exactement parcourue par les atomes, de l'ordre de **30 cm** (justesse);
 - b) une bonne **stabilité** de la distance parcourue par le nuage (fidélité);
2. la méthode doit garantir que la **taille verticale finale** du nuage soit micrométrique, afin d'occuper un nombre minimal de sites du piège mixte dans lequel la mesure de force sera effectuée, c'est-à-dire limiter l'expansion du nuage au cours du transport, et par voie de conséquence éviter un trop grand échauffement du nuage lors du transport;
3. la méthode doit permettre un **transfert efficace** des atomes, on s'intéresse en particulier à leur nombre final qui doit être supérieur au bruit de notre imagerie.

Il est à noter au sujet de ce dernier point que nous nous attendions à un bruit d'imagerie par fluorescence en haut semblable à celui observé en bas. Comme on l'a vu au

chapitre v, ce n'est pas le cas, ce qui a rendu cette dernière contrainte plus délicate.

Enfin nous n'avons parlé que de la taille verticale de notre nuage. Il pourrait être souhaitable de disposer en outre d'une taille minimale aussi dans la direction horizontale, afin d'être moins sensible à l'état de notre surface lors de la mesure du potentiel de Casimir-Polder (en particulier sa rugosité).

Intérêt d'utiliser un réseau accéléré dans ce cadre L'état de l'art réalisé plus haut ainsi que ces objectifs pratiques nous ont conduit à envisager l'utilisation d'un réseau accéléré. Comme nous allons le voir en effet, cette méthode permet de contrôler finement l'accélération transmise aux atomes – et donc la distance qu'ils parcourent – en contrôlant simplement la fréquence des lasers formant le réseau. En outre, les atomes étant capturés dans un réseau vertical tout au long de cette méthode de transport, on peut limiter aisément leur expansion spatiale dans l'axe vertical.

Nous présentons dans la suite de ce chapitre le principe théorique de cette méthode ainsi que les différentes sources de perte auxquelles nous devons faire face.

VI.2. Atomes dans des réseaux accélérés

Nous avons déjà traité au [chapitre II](#) l'interaction d'atomes de ^{87}Rb avec un réseau stationnaire vertical. Nous nous replaçons ici dans ce contexte, en notant les deux ondes lumineuses contrapropageantes formant le réseau, *Bloch 1, 2*, $E_{1,2}$ leur amplitude, $I_{1,2}$ leur intensité. Ce problème a déjà été traité en détail à de nombreuses reprises, *p. ex.* dans BEN-DAHAN, 1997 ou CLADÉ, 2005, et nous ne rappelons encore une fois que les grandes lignes du traitement théorique.

VI.2.1. Principe du transport

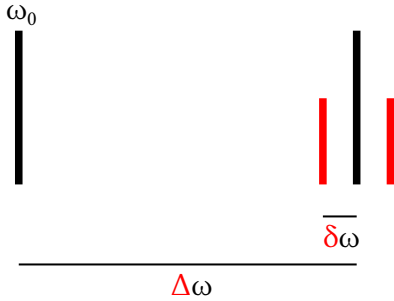


FIG. VI.2. : Pulsation des lasers pour le transport par ascenseur de Bloch.

On exprime la pulsation des deux lasers par le décalage $\delta\omega$ autour du désaccord $\Delta\omega$ par rapport à la pulsation ω_0 de la raie D2 du rubidium :

$$\omega_{laser} = \underbrace{\omega_0 + \Delta\omega}_{\equiv \omega} \pm \delta\omega$$

Le réseau formé des deux lasers *Bloch 1, 2* n'est donc plus stationnaire dans le référentiel du laboratoire mais dans un référentiel se déplaçant à la vitesse $v(t)$ par rapport à celui-ci, avec :

$$v(t) = -\frac{\delta\omega(t)}{2k}$$

On retrouve une forme proche de l'hamiltonien \hat{H}_{WS} défini [équation \(II.4\)](#) :

$$\hat{H}_a = \hat{H}_0 + \frac{mU_0}{2} \cos 2k\hat{z} - F(t)\hat{z} \quad (\text{VI.1})$$

Avec :

$$F(t) = m_{Rb}g + \frac{m}{2k}d_t\delta\omega(t)$$

Chapitre vi. Atomes dans des réseaux optiques accélérés

Si la vitesse est balayée linéairement, $d_t\delta\omega(t)$ est constant et on peut transposer le traitement déjà effectué à ce problème à la [section II.1.3](#). On retrouve ainsi :

- la quasi-impulsion est, d'après l'[équation \(II.12\)](#) :

$$q(t) = \tilde{q} + \frac{Ft}{\hbar} \quad (\text{VI.2})$$

- la période des oscillations de Bloch est, d'après l'[équation \(II.15\)](#) :

$$\tau_B = \frac{2\hbar k}{F} \quad (\text{VI.3})$$

- la différence d'énergie entre deux puits de l'échelle de Wannier-Stark, d'après l'[équation \(II.16\)](#) :

$$h\nu_B = F\frac{\lambda}{2} \quad (\text{VI.4})$$

Il est plus simple de considérer l'action du réseau sur les atomes séparément de celle de la gravité¹ en posant simplement que :

$$F = \frac{m}{2k}d_t\delta\omega(t)$$

On en déduit par ailleurs le décalage de fréquence occasionné par une oscillation de Bloch sur les atomes :

$$\tau_B \cdot d_t\delta\omega = \frac{4v_{rec}}{\lambda}$$

Avec v_{rec} la vitesse de recul définie [équation \(II.5\)](#). Autrement dit, chaque oscillation de Bloch transfère une impulsion $2\hbar k$ aux atomes. On peut ainsi utiliser le réseau désaccordé pour accélérer ou décélérer les atomes.

¹Pour des accélérations grandes devant \vec{g} , on peut la négliger.

VI.3. Sources de pertes

D'un point de vue général, les principales sources de pertes pour des atomes dans un réseau accéléré sont les pertes non-adiabatiques et l'émission spontanée (BEN DAHAN et al., 1996; CLADÉ, 2005).

VI.3.1. Pertes non-adiabatiques : effet Landau-Zener

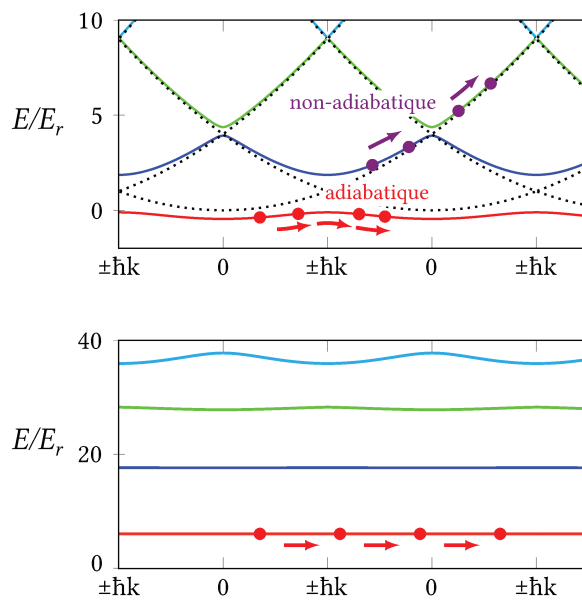


FIG. VI.3. : Comparaison de la structure de bande à faible profondeur ($4 E_r$) et à forte profondeur ($40 E_r$), d'après la figure II.3.

Une première source de pertes réside en la possibilité pour les atomes de faire des transitions non-adiabatiques vers d'autres bandes de Bloch. En effet, comme on l'a évoqué au chapitre II, l'énergie subit une oscillation de Bloch tant que les transitions auxquels sont soumis les atomes sont adiabatiques; ils restent dans la même bande d'énergie.

Toutefois, des transitions inter-bandes de Bloch peuvent avoir lieu. Comme on l'a illustré figure VI.3, c'est tout particulièrement le cas pour un réseau de faible profondeur, où ces transitions sont le plus probables en bord de zone de Brillouin, soit à chaque oscillation de Bloch.

Chapitre vi. Atomes dans des réseaux optiques accélérés

Dans cette limite, on peut décrire la probabilité de changer de bande de Bloch à l'aide de la formule de Landau-Zener (ZENER, 1932) :

$$P = e^{-a_c/a}$$

Où on compare l'accélération a appliquée aux atomes à une accélération critique a_c estimée à l'aide de la différence d'énergie entre la bande fondamentale et la première bande excitée en bord de zone de Brillouin, soit (voir *p. ex.* DALIBARD, 2013; CLADÉ, 2005; BEN-DAHAN, 1997) :

$$a_c = \frac{\pi}{32} k \frac{E_r}{m} U_0^2$$

Aux plus fortes profondeurs, il faut toutefois appliquer un traitement numérique à ce problème pour le résoudre (ABSIL et al., 2023; ALAUZE, 2018; BALLAND, 2021). On a illustré le résultat de cette simulation figure vi.4.

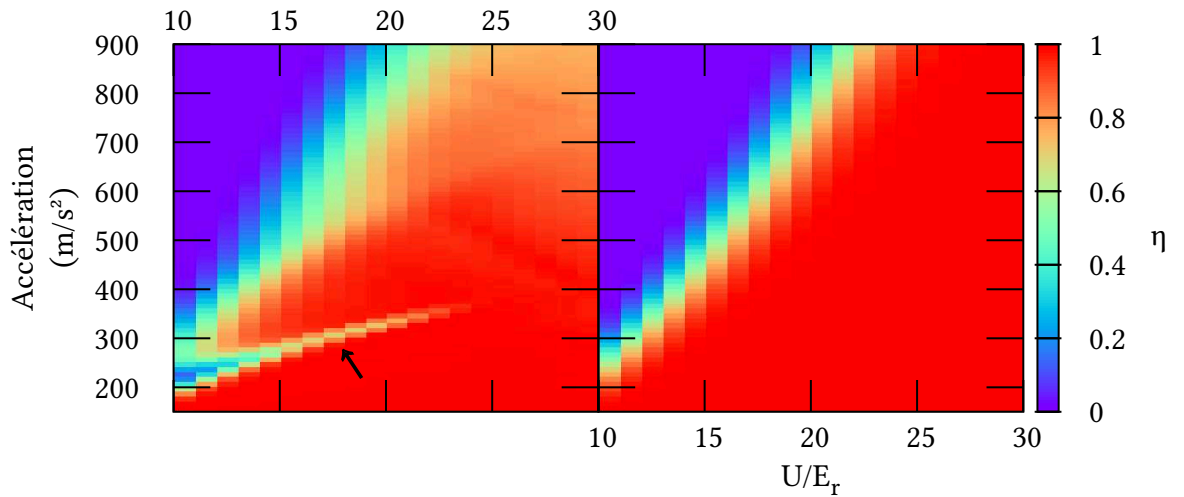


FIG. vi.4. : Efficacité calculée pour un transport d'une durée de 5ms, par un réseau de profondeur U , désaccordé de $\Delta\nu = 600GHz$ de la transition atomique.

À gauche résultat d'une simulation numérique, à droite selon la formule de Landau-Zener.

La flèche illustre le phénomène d'effet non-tunnel non pris en compte dans le traitement de Landau-Zener du problème et illustré figure vi.5.

L'écart à la formule de Landau-Zener augmente avec la profondeur comme prévu.

On note toutefois la présence aux profondeurs $U_0 \lesssim 25E_r$ de pertes non prévues pour certaines valeurs de l'accélération. Il s'agit d'un effet tunnel dû à l'échelle de Wannier-Stark induite par l'accélération, et se produisant lorsque le niveau de la bande fondamentale d'un puits est au même niveau que celui de la première bande excitée du puits suivant, comme illustré figure VI.5. Cet effet est connu de longue date et a déjà été observé *p. ex.* dans (BHARUCHA et al., 1997) ou (GLÜCK et al., 2000).

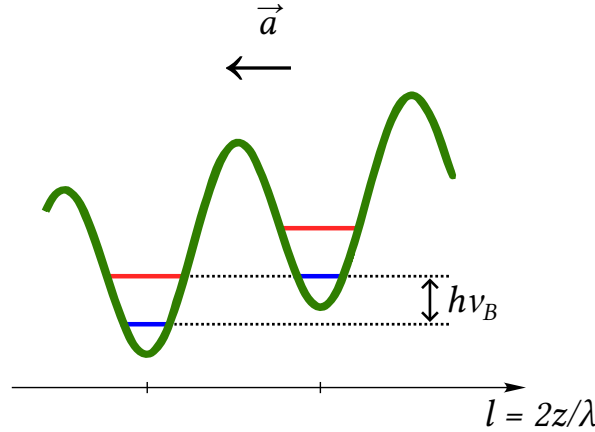


FIG. VI.5. : Pour certaines valeurs de l'accélération, l'énergie de la bande fondamentale et de la bande excitée de deux puits successifs de l'échelle de Wannier-Stark peuvent coïncider, ce qui favorise l'effet tunnel entre ces bandes, pour un réseau de profondeur faible $\lesssim 25E_r$.

VI.3.2. Émission spontanée

Lorsque les atomes sont dans un état excité, ils peuvent émettre un photon par émission spontanée dans une direction aléatoire avec une durée de vie Γ . Si le désaccord du laser par rapport à la transition ($\Delta\nu \pm \delta\nu \sim \Delta\nu$ dans notre cas) est grand devant Γ , on peut simplement exprimer le nombre \mathcal{N} de photons diffusés par un atome toutes les secondes (CHARRIÈRE, 2011 ; CLADÉ, 2005) :

$$\mathcal{N} = \frac{1}{8} \frac{\Gamma^3}{\Delta\nu^2} \frac{I}{I_{sat}}$$

Avec I_{sat} l'intensité de saturation de la transition D2 du ^{87}Rb . En remplaçant I par son expression donnée équation (II.1) en fonction de l'intensité moyenne I_0 des deux faisceaux ainsi que du rapport m de leurs moyennes géométriques et arithmétiques, le taux d'émission spontanée moyenné sur un état de Bloch vaut :

Chapitre vi. Atomes dans des réseaux optiques accélérés

$$\langle \mathcal{N} \rangle = \frac{1}{4} \frac{\Gamma^3}{\Delta\nu^2} \frac{I_0}{I_{sat}} \langle 1 + m \cos 2kz \rangle$$

Dans la limite des liaisons fortes, les atomes sont piégés au fond des puits de potentiel et, pour $m = 1$, on obtient (CLADÉ, 2005) :

- Si $\Delta\nu < 0$:

$$\langle (1 + \cos 2kz) \rangle \approx 2 - \sqrt{\frac{E_r}{|U_0|}}$$

- Si $\Delta\nu > 0$:

$$\langle (1 + \cos 2kz) \rangle \approx \sqrt{\frac{E_r}{|U_0|}}$$

Dans le cas qui sera le nôtre d'un laser désaccordé dans le rouge, le taux d'émission spontanée obtenu s'exprime facilement en fonction de la profondeur du réseau, soit (en supposant $m = 1$) un taux :

$$\Gamma_{sp} \sim U_0 \Gamma / \hbar \Delta$$

Chapitre VII.

Implémentation et choix expérimentaux

De premières implémentations de transports des atomes ont déjà été testées avant l'installation de la chambre du haut, dans laquelle se trouve le miroir auprès duquel on souhaite réaliser les mesures du potentiel de Casimir-Polder, et ont ainsi mené aux choix pratiqués dans cette thèse. Les distances alors parcourues n'étaient toutefois que de quelques centimètres.

Dans ce chapitre, nous présentons le détail des choix expérimentaux que nous avons réalisés lors de la mise en place de notre solution pour transporter les atomes sur 30 cm verticalement.

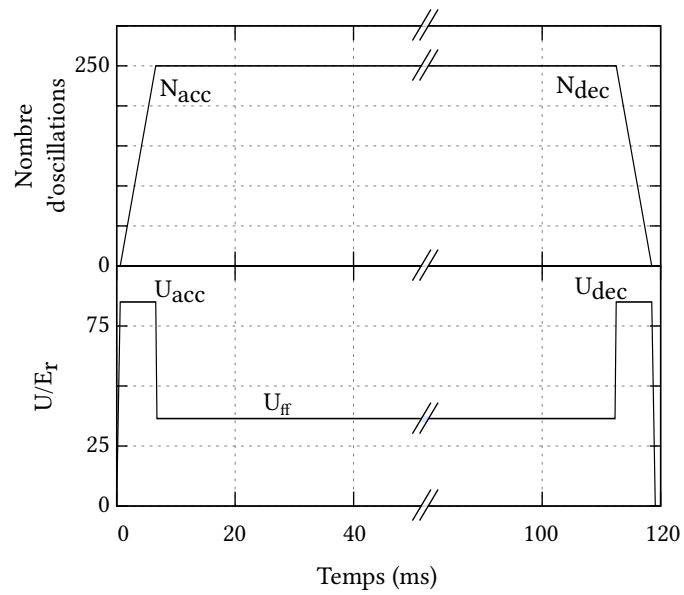


FIG. VII.1. : Rampes de fréquence et de puissance appliquée sur nos deux faisceaux $B1$ et $B2$ de l'ascenseur de Bloch. Nous avons indiqué des valeurs typiques utilisées sur notre expérience pour les nombres d'oscillations de Bloch et pour la profondeur.

VII.1. Choix des paramètres expérimentaux

Les paramètres d'intérêt pour le transport sont illustrés figure [vii.1-c](#); on peut distinguer trois étapes : d'abord, les atomes sont lancés avec une impulsion de profondeur U_{acc} pour un nombre d'oscillations de Bloch N_{acc} , puis on maintient les atomes dans le réseau à vitesse constante à profondeur U_{ff} et enfin on les décélère avec une profondeur U_{dec} et un nombre d'oscillations N_{dec} .

VII.1.1. Rappel des résultats préliminaires

Les principaux résultats antérieurs à cette thèse ont été obtenus par TACKMANN, [2013](#) et ALAUZE, [2015](#), [2018](#). On peut ici rappeler brièvement leurs choix technologiques et l'état de l'expérience au commencement de cette thèse.

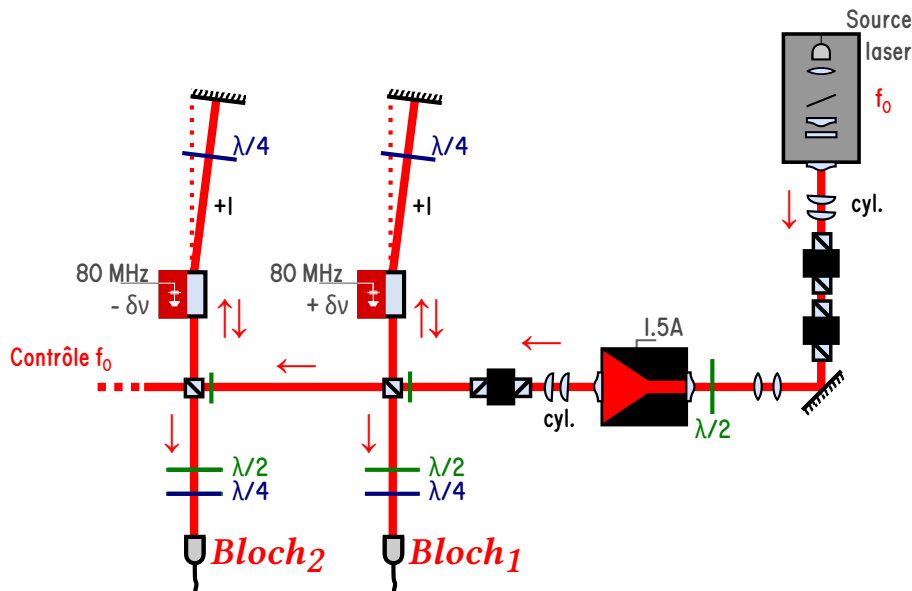


FIG. VII.2. : Ancienne implémentation du banc optique de préparation des faisceaux de Bloch (vue simplifiée).

Source laser La première version du banc de préparation des lasers pour les deux bras du réseau permettant de réaliser l'ascenseur de Bloch, développée par TACKMANN, [2013](#) et améliorée par ALAUZE, [2018](#), est illustrée [figure vii.2](#) : une diode laser en cavité étendue permet d'injecter un amplificateur optique à la sortie duquel on obtient de l'ordre de 600 à 800mW qu'on sépare en deux faisceaux au moyen de cubes polarisants.

Chacun des faisceaux est en double passage dans un modulateur acousto-optique¹, dont on règle la puissance du faisceau diffracté dans l'ordre 1 et la fréquence respectivement à l'aide de l'intensité et de la fréquence autour de 80 MHz du signal envoyé au piézo-électrique.

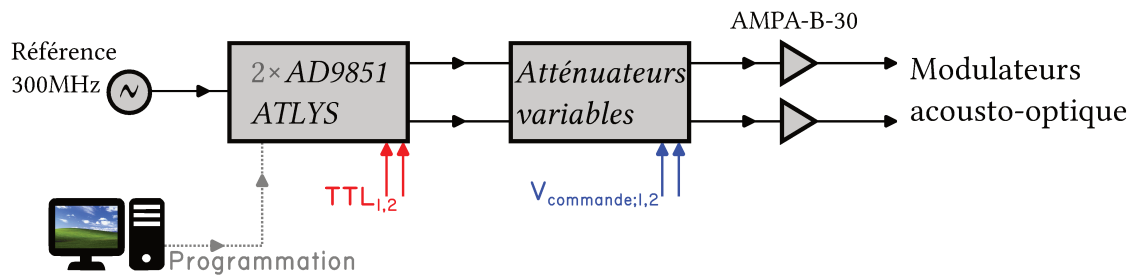


FIG. VII.3. : Chaîne de fréquence utilisée sur la première version du banc de préparation des faisceaux laser pour l'ascenseur de Bloch.

La partie électronique figure VII.3 et repose sur l'utilisation d'une DDS² AD9851 de chez Analog Devices par l'intermédiaire d'un nano-ordinateur ATLYS développé sur la base d'un FPGA³ Xilinx Spartan-6 LX45, avec lequel nous communiquons depuis l'ordinateur de contrôle en TCP/IP (ALAUZE, 2015; EDDY, 2022), et conçue par Laurent Volodimer (ALAUZE, 2015). Le signal est ensuite envoyé dans un atténuateur variable contrôlé en tension, avant d'être amplifié dans un amplificateur⁴.

Dans cette configuration, on obtient une puissance au maximum de l'ordre de 40mW dans chaque bras. La fréquence du laser peut être contrôlée à l'aide d'un spectromètre et réglée au décalage $\Delta\nu$ voulu à l'aide de l'angle du filtre interférentiel de la diode laser en cavité étendue.

Préparation des faisceaux Toute la difficulté pour réaliser le réseau optique avec les deux faisceaux à 780 nm sur les atomes réside en la nécessité de superposer celui du bas avec les deux faisceaux superposés du Raman. Le schéma qui avait été alors envisagé est celui de la figure VII.4.

Cette superposition impose plusieurs contraintes :

C1 – on ne souhaite pas modifier le chemin des faisceaux Raman, en particulier le **télescope de grandissement $G = 3$** en sortie du modulateur acousto-optique (**);

¹MT80-A1.5-IR de chez AA Opto-Electronic.

²Direct Digital Synthesizer, un générateur de signal par synthèse numérique directe.

³Field-programmable gate array, un circuit intégré prédiffusé programmable.

⁴AMPA-B-30 de chez AA Opto-Electronic.

VII.1. Choix des paramètres expérimentaux

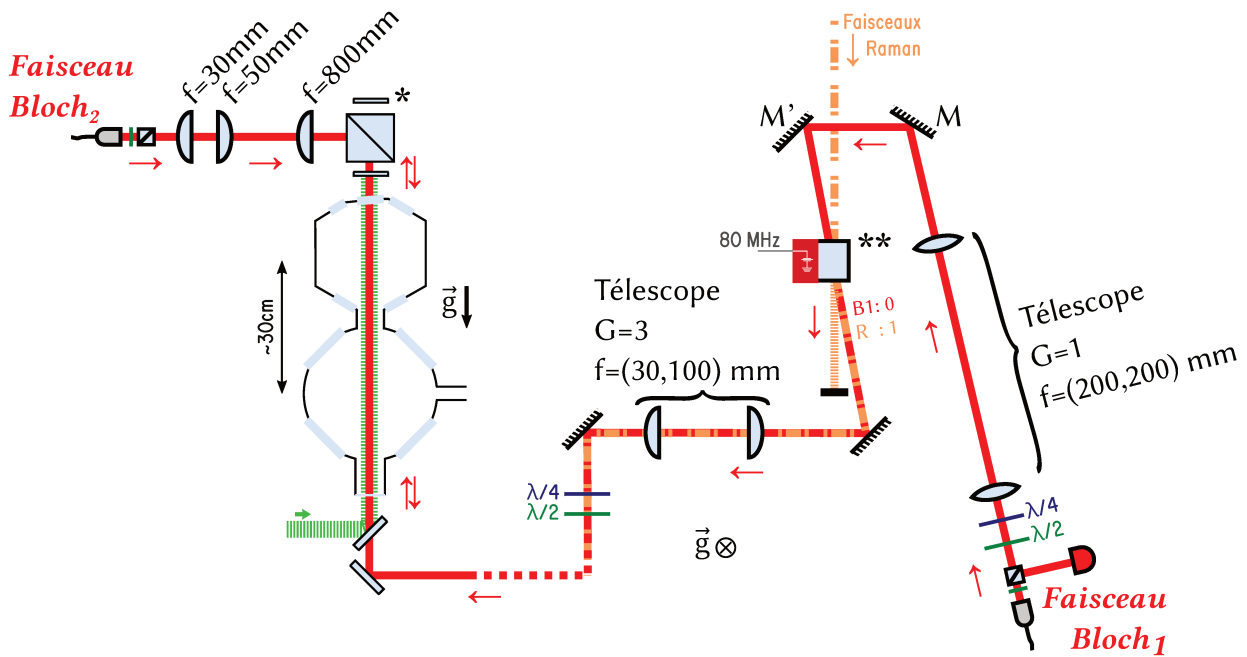


FIG. VII.4. : Ancienne préparation des faisceaux sur les atomes, en configuration « Bloch ». La partie de droite, avant les pointillées est en vue de dessus, celle de gauche est en vue de côté.

C2 – les Raman sont **superposés en polarisations linéaires** // et \perp , ils sont réfléchis sur le miroir Raman (*) après passage par une $\lambda/4$ qui permet à la fois de les recirculariser sur les atomes, tout en éliminant le faisceau de polarisation \perp sur le cube au-dessus de la chambre ;

C3 – c'est l'**ordre 1 du modulateur acousto-optique** (**) qui est aligné sur les atomes.

Il faut en outre noter que :

C4 – les Raman et Bloch ne sont **pas actionnés en même temps** dans la séquence, comme on l'a déjà indiqué au [chapitre iv](#).

Les contraintes (C2) et (C4) ont conduit à choisir de superposer les faisceaux Raman et Bloch au sein d'un modulateur acousto-optique, en alignant le Bloch sur l'ordre 1 du Raman (TACKMANN, 2013). Le modulateur ne diffracte pas pendant le transport. Cette solution conduit toutefois à une contrainte supplémentaire :

C5 – le rayon du faisceau de Bloch est contraint au passage dans le modulateur optique.

Le jeu de lentille de grandissement $G = 1$ permet quant à lui de réaliser les contraintes (C1) et (C5). Dans ces conditions, il faut passer par les miroirs M et M' pour réaliser l'alignement du faisceau « Bloch 1 ».

Résultats Les premiers résultats obtenus par G. Tackmann et B. Pelle en 2011 ont permis de montrer la faisabilité du dispositif : pour des lancers de 5 cm (limités par l'absence de la seconde chambre où se trouve le miroir), il était possible, à partir d'une mélasse d'environ 200 000 atomes à quelques micro-Kelvin, d'obtenir des efficacités de lancement de l'ordre de 40% et de capture dans le piège mixte de l'ordre de 26% des atomes initiaux (TACKMANN, 2013).

Ces résultats ont été repris par X. Alauze en 2016 avec des atomes ultra-froids, il est apparu possible d'effectuer, sur ces mêmes distances, des lancers avec une efficacité de 80% pour une accélération simple (ALAUZE, 2015).

VII.1.2. Défauts observés dans cette première configuration et choix pratiqués

Ces études préliminaires ont permis d'établir un plan pour améliorer le transport de Bloch jusqu'à obtenir un maximum d'atomes capturés dans le piège mixte, à proximité du miroir auprès duquel on souhaite faire des mesures de force.

En particulier, plusieurs défauts ont été observés :

- D1 – le transport affecte fortement la taille du nuage dans la direction horizontale ;
- D2 – G. Tackmann aussi bien que X. Alauze ont observé que l'émission spontanée due aux faisceaux de Bloch sur les atomes étaient deux fois supérieure à la valeur attendue théoriquement ;
- D3 – les résultats obtenus semblent varier fortement dans le temps ;
- D4 – l'alignement du faisceau « Bloch 1 » est très fin à cause du passage dans un modulateur acousto-optique se trouvant après les miroirs dévolus à l'alignement du faisceau.

Le défaut (D1) a conduit à vouloir tester de plus fortes profondeurs pour le réseau de Bloch. Les défauts (D2) et (D3) ont jusqu'à cette thèse été attribués à la réflexion parasite du faisceau « Bloch 1 » sur le miroir Raman (*), dû à un défaut de polarisation comme on peut le comprendre figure VII.4. Nous verrons plus loin que cette explication n'est en fait pas la bonne.

vii.1. Choix des paramètres expérimentaux

En outre, on souhaite à présent être capable de réaliser des transitions Raman après le transport de Bloch, ce qui impose d'être capable de changer la polarisation sur le trajet commun des faisceaux Bloch et Raman au cours du temps, en un intervalle de temps raisonnable. De nombreuses solutions techniques ont été apportées à ce problème depuis le XVIII^e siècle, et dont on pourra trouver des descriptions de principe *p. ex.* dans (HUARD, 1994).

On peut distinguer les solutions consistant à tourner l'axe rapide d'un milieu biréfringent (cristaux liquides ferro-électriques, lames à retard pivotées mécaniquement...) de celles où le milieu réfringent est directement modifié (compensateurs de Soleil-Babinet, de Berek, cellules à effet Kerr, à effet Pockels, de Faraday, modulateurs piézo-élastiques, lames à cristaux liquides nématiques...).

Nos critères de choix permettent d'écarter les solutions inadéquates :

- celles qui ne préservent pas la position du faisceaux, comme les compensateurs (Babinet-Soleil, Berek, losange de Fresnel...), les modulateurs piézo-élastiques⁵ ;
- celles qui ne permettent pas de basculer d'une retardance $\lambda/4$ à $\lambda/2$ comme les lames à cristaux liquides ferro-électriques ;
- celles qui ne sont pas valables sur des plages suffisantes de longueur d'onde, dans notre cas, on souhaite un bon coefficient de transmission à 780 nm, et idéalement à 1064 et 532 ou 515 nm.

La facilité d'utilisation et la compacité des lames à cristaux liquides nématiques nous a donc mené à les choisir pour contrôler la polarisation sur le chemin des faisceaux Bloch et Raman.

Ce dernier critère nous a mené à utiliser des lames à cristaux liquides nématiques. Il est à noter toutefois qu'il faut les préserver d'une exposition éventuelle aux ultraviolets qui pourrait les abimer. Cela est à garder en mémoire si on souhaite désorber une surface polluée d'un dépôt de Rubidium à l'aide d'un faisceau à ces longueurs d'onde.

La lame à cristaux liquide que nous avons utilisé est optimisée pour une transmission à 780 nm et 1064 nm, [figure VII.5](#). Dans les plans initiaux, elle ne devait pas être placée le long de l'axe vertical, mais comme nous le verrons plus loin, cela a finalement été nécessaire. Son mauvais coefficient de transmission dans le vert, nous empêchera donc dans la suite d'utiliser le miroir du réseau vertical extérieur à la chambre.

⁵C'était d'ailleurs déjà la raison qui avait conduit à superposer les faisceaux Raman et Bloch dans un modulateur acousto-optique, au lieu d'envisager *p. ex.* une optique rétractable.

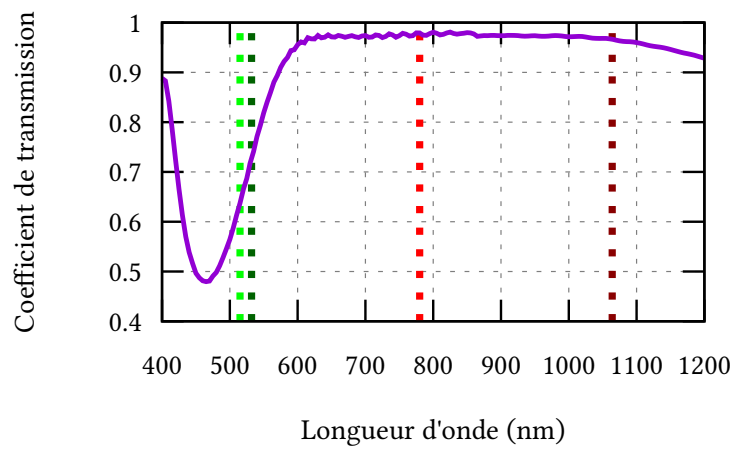


FIG. VII.5. : Coefficient de transmission de la lame à cristaux liquides nématiques utilisée (données constructeurs), soit la lame LCC1423-B de chez Thorlabs. On a représenté les longueurs d'onde de nos différents lasers en pointillés.

VII.2. Préparation des faisceaux lasers utiles

VII.2.1. Nouveau banc de préparation des faisceaux de l'ascenseur de Bloch

Dans un premier temps, afin d'obtenir une plus grande puissance dans les faisceaux de Bloch, nous avons modifié le banc de la figure VII.2 en celui ci-dessous, figure VII.6.

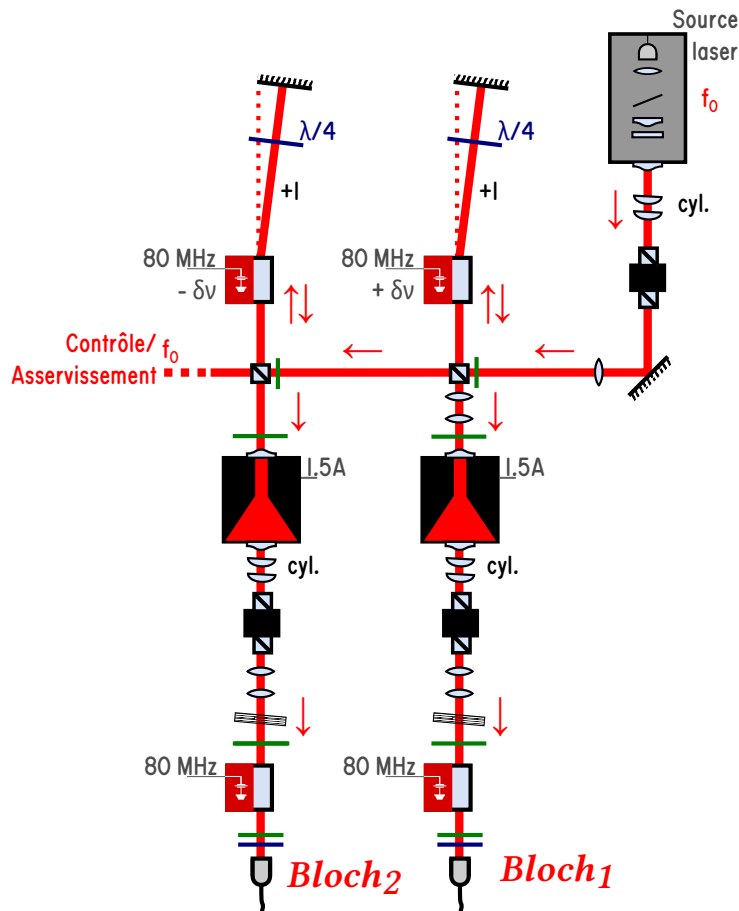


FIG. VII.6. : Nouvelle implémentation du banc optique de préparation des faisceaux de Bloch (voir figure VII.2).

Sur ce schéma plusieurs changements sont à noter. En effet, afin d'augmenter la puissance disponible, nous n'utilisons non plus un mais deux amplificateurs optiques évasés. Pour ne pas les abimer, il est nécessaire qu'ils soient en permanence injectés,

donc nous n'utilisons non plus deux mais quatre modulateurs acousto-optiques, soit deux par faisceaux de l'ascenseur de Bloch :

- l'un, avant l'amplificateur, injecté en double passage pour moduler la fréquence du faisceau autour de 80 MHz ;
- l'autre, après l'amplificateur, pour moduler la puissance du faisceau laser.

La chaîne de fréquence de la [figure VII.3](#) est adaptée en conséquence pour alimenter les différents modulateurs.

VII.2.2. Optimisation de l'injection des amplificateurs optiques

Afin d'obtenir le maximum de puissance en sortie d'amplificateur, une première étape a consisté à optimiser précautionneusement leur injection et leur température de régulation. Les composants que nous utilisons se sont révélés avoir des durées de vie assez courtes (le nouveau amplificateur a dû être changé deux fois lors de cette thèse), si bien que ce réglage est important puisqu'il permet de travailler avec des courants de pompe moins important pour une même puissance de sortie.

Nous avons utilisé successivement un amplificateur de chez DILAS-Coherent⁶ qui a été ensuite remplacé deux fois par des composants de chez Eagleyard-Toptica⁷. Le vieillissement rapide de ce type d'amplificateurs en espace libre est un défaut connu (voir *p. ex.* CHAPELET, 2008) avec lequel il nous faut composer. Il s'agit de la version en monture-C de ces composants, montés de la manière présentée [figure VII.7](#).

Sur la figure précédente, il est possible de régler la distance entre les lentilles œil de chat et le module Peltier, permettant en entrée d'optimiser l'injection de l'amplificateur, et en sortie d'en optimiser le mode spatial afin qu'il soit le plus symétrique possible. On s'aide de lentilles cylindriques pour le rendre approximativement gaussien en sortie comme indiqué sur le schéma général du banc [figure VII.6](#).

À chaque réalignement, il convient de procéder d'abord à faible courant de pompe pour ne pas endommager l'amplificateur et superposer le faisceau entrant à celui émis par émission spontanée par l'amplificateur non injecté. Une fois l'injection réalisée, on optimise à plus fort courant sur la puissance de sortie. Plusieurs télescopes ont été testés en entrée des amplificateurs afin d'en optimiser la puissance à un courant donné. Ce réglage est fin et nous avons donc utilisé des platines de translation pour l'optimiser. Chaque amplificateur peut fournir jusque 1W, dont il reste de 200 à 250mW

⁶TA-0780-1000, DILAS et COHERENT, 2017

⁷EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000, TOPTICA, 2017

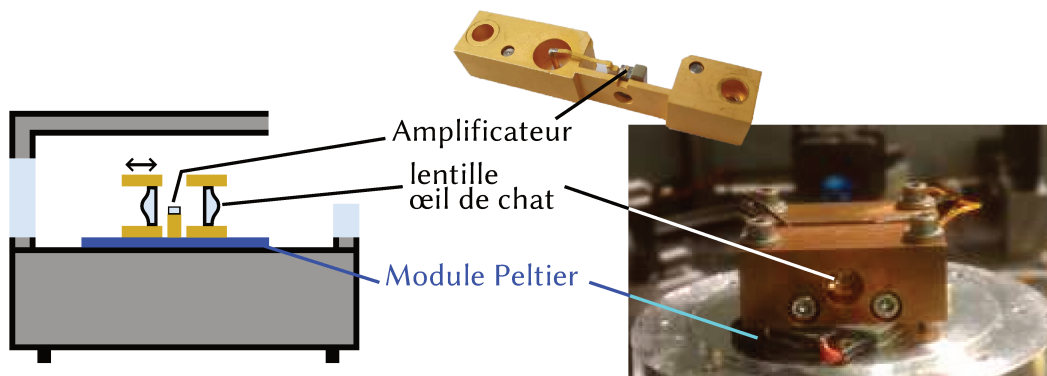


FIG. VII.7. : Montage optique de l'amplificateur optique avec son module Peltier permettant de réguler sa température.

après passage dans l'isolateur optique, l'ordre 1 du modulateur acousto-optique et la fibre optique (voir [figure VII.6](#)).

Une autre source de difficultés réside en la fragilité des fibres optiques à maintien de polarisation dont l'état doit être vérifié si une baisse de puissance ou une instabilité de la polarisation est constatée; lors de cette thèse, il a fallu effectuer deux fois un remplacement.

VII.2.3. Émission spontanée parasite des amplificateurs optiques

Nous avons vu avec le rappel des résultats précédemment obtenus sur les ascenseurs de Bloch sur Forca-G, [section VII.1.1](#), que le taux d'émission spontanée jusqu'ici mesuré était environ deux fois supérieur à la valeur théorique qui en était attendue. C'est en installant une cavité pour visualiser la fréquence en sortie de la diode laser en cavité étendue que nous avons pu comprendre d'où venait ce problème.

Pour réaliser ce test, nous avons utilisé les mêmes filtres interférentiels que ceux que nous utilisons pour nos diodes lasers en cavité étendue. Leur bande passante de 146(2) GHz est en effet bien plus faible que ceux trouvables ordinairement dans le commerce. On a présenté [figure VII.8](#), dans l'angle d'incidence habituellement utilisé sur nos diodes lasers et qui optimise la transmission à 780 nm, le coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde incidente. Pour cet angle, il est au maximum de 0.9. On peut déplacer la transmission maximale avec l'angle d'incidence du faisceau, c'est-à-dire en inclinant la lame.

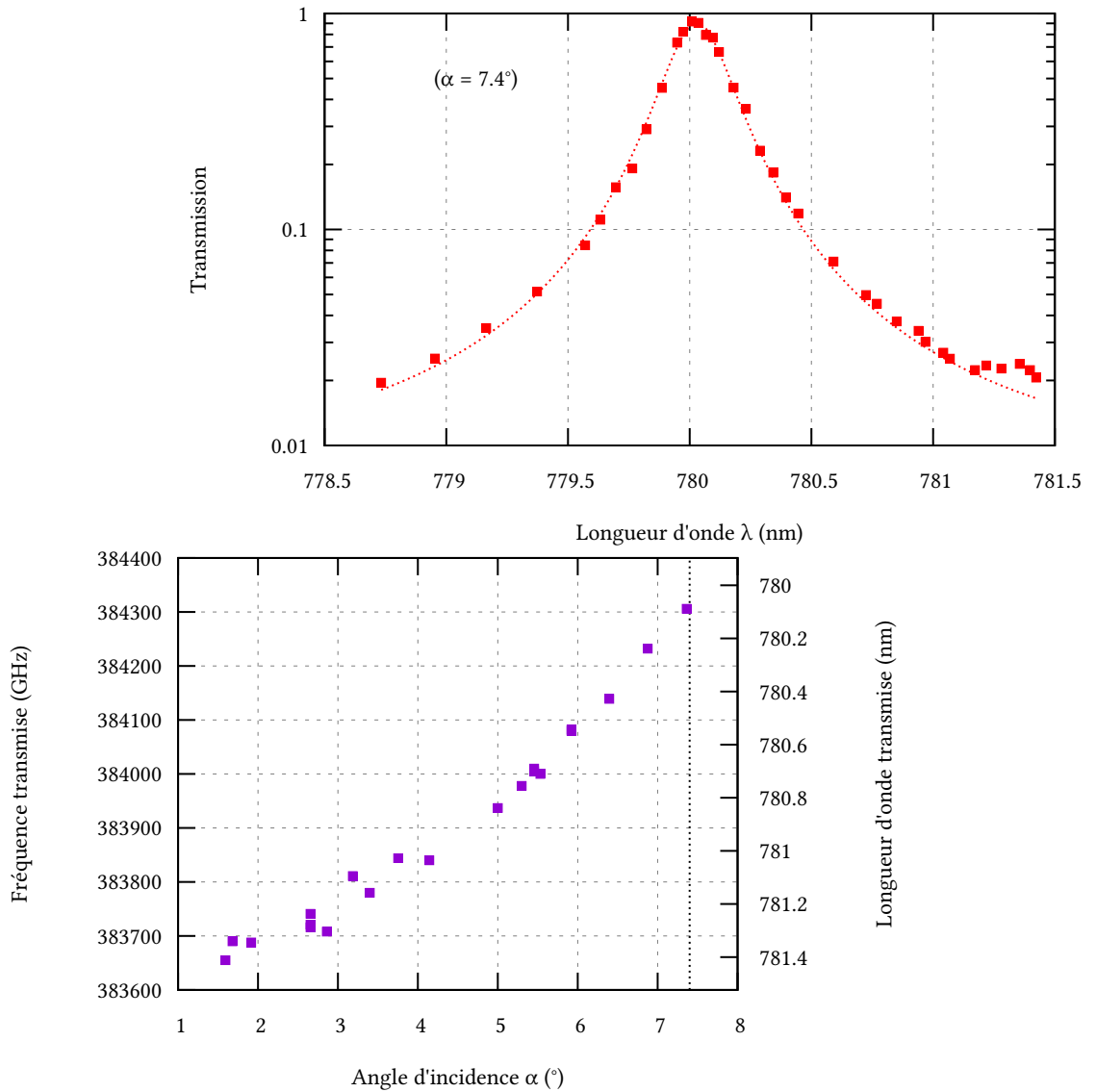


FIG. VII.8. : Haut : Pour un angle d'incidence donné (indiqué par un trait pointillé sur la figure du bas), transmission à travers le filtre interférentiel utilisé dans nos cavités étendues ainsi que sur le trajet du Bloch.
 Bas : Selon l'angle d'incidence choisi, on peut varier la fréquence centrale.

Toutefois, en pratique, on ne souhaite pas un angle trop faible, pour éviter une réflexion parasite dans la cavité étendue qui endommagerait la diode laser. En outre, avec notre diode laser, nous perdons en puissance en s'éloignant trop de 780 nm, ce qui limite le décalage en fréquence maximal de la résonance que nous pouvons appliquer au laser.

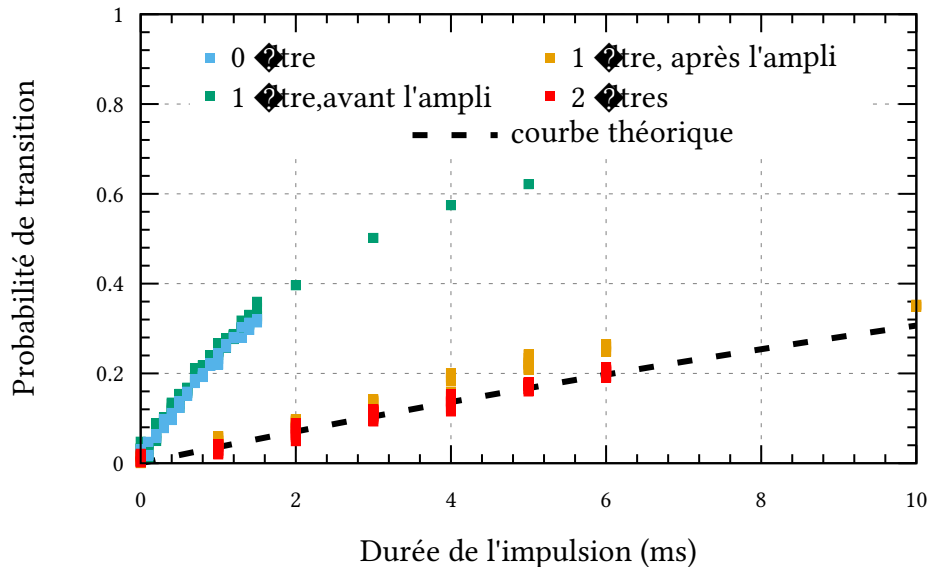


FIG. VII.9. : Utilisation de filtres interférentiels pour éliminer l'émission spontanée parasite des amplificateurs optiques. Mesure effectuée avec $\Delta = 200$ GHz et 60 mW dans le faisceau « Bloch 2 » seul, appliqué pendant une durée variable sur les atomes préparés dans l'état $|F = 1\rangle$. Le ratio est celui du nombre d'atomes dans les deux états hyperfins, mesuré à l'aide des nappes de fluorescence.

Nous avons présenté [figure VII.9](#) la preuve expérimentale que l'émission spontanée parasite provient bel et bien de l'amplificateur optique. Un filtre placé avant celui-ci n'a aucun effet, placé après, il nous permet de nous rapprocher de la courbe théorique de l'émission spontanée attendue pour un laser monochromatique désaccordée de la résonance. Il faut en utiliser deux pour éliminer tout effet.

Dans la suite, et comme nous l'avons présenté sur le schéma général du banc, [figure VII.6](#), nous nous contenterons d'un seul filtre, afin de ne pas trop perdre en puissance ainsi que pour économiser notre réserve de filtres interférentiels.

VII.3. Alignement des faisceaux

Comme on l'a vu à la [section VII.1](#), les premières implémentations de l'élèveur, [figure VII.4](#), souffraient de plusieurs défauts de conception (voir p. 98); le principal étant qu'il n'était pas possible d'utiliser dans une même séquence, l'ascenseur de Bloch et une impulsion Raman. Il était donc prévu d'utiliser une lame à cristaux liquides variables pour dépasser cette limitation, comme expliqué [section VII.1.2](#). Ceci nous a en réalité permis de comprendre l'origine de certains des défauts qui restaient inexplicés dans l'ancienne configuration.

VII.3.1. Le problème de la polarisation

Pour ce qui est de la polarisation, rappelons préalablement que nous souhaitons que les deux faisceaux « Raman » soient en configuration contra-propageantes sur les atomes. Les deux faisceaux étant superposés, on se sert d'un cube au-dessus de la chambre pour n'en garder qu'un seul des deux après réflexion sur le miroir Raman. Pour ce qui est des faisceaux du Bloch, on souhaite minimiser la réflexion parasite sur ce même miroir Raman qui cause un réseau parasite pour le faisceau « Bloch 1 ».

On rappelle [figure VII.10-\(a\)](#) la configuration qui était d'abord utilisée pour tester l'ascenseur de Bloch. On retire simplement la lame $\lambda/4$ en sortie de chambre du haut pour passer de la configuration Raman à la configuration Bloch.

La première tentative pour rendre l'ascenseur de Bloch utilisable au cours d'une séquence Raman consistant donc simplement à utiliser une lame à cristaux liquide nématique pour réaliser ce passage sans avoir à retirer un élément de l'expérience, comme on l'a indiqué [figure VII.10-\(b\)](#).

Dans ces deux cas, comme on l'a vu, cela impose de superposer le faisceau « Bloch 1 » en polarisation circulaire (à l'aide d'une $\lambda/4$ non représentée sur le schéma en sortie de fibre) aux faisceaux de l'impulsion Raman qui sont dans les deux polarisations rectilignes parallèle et perpendiculaire.

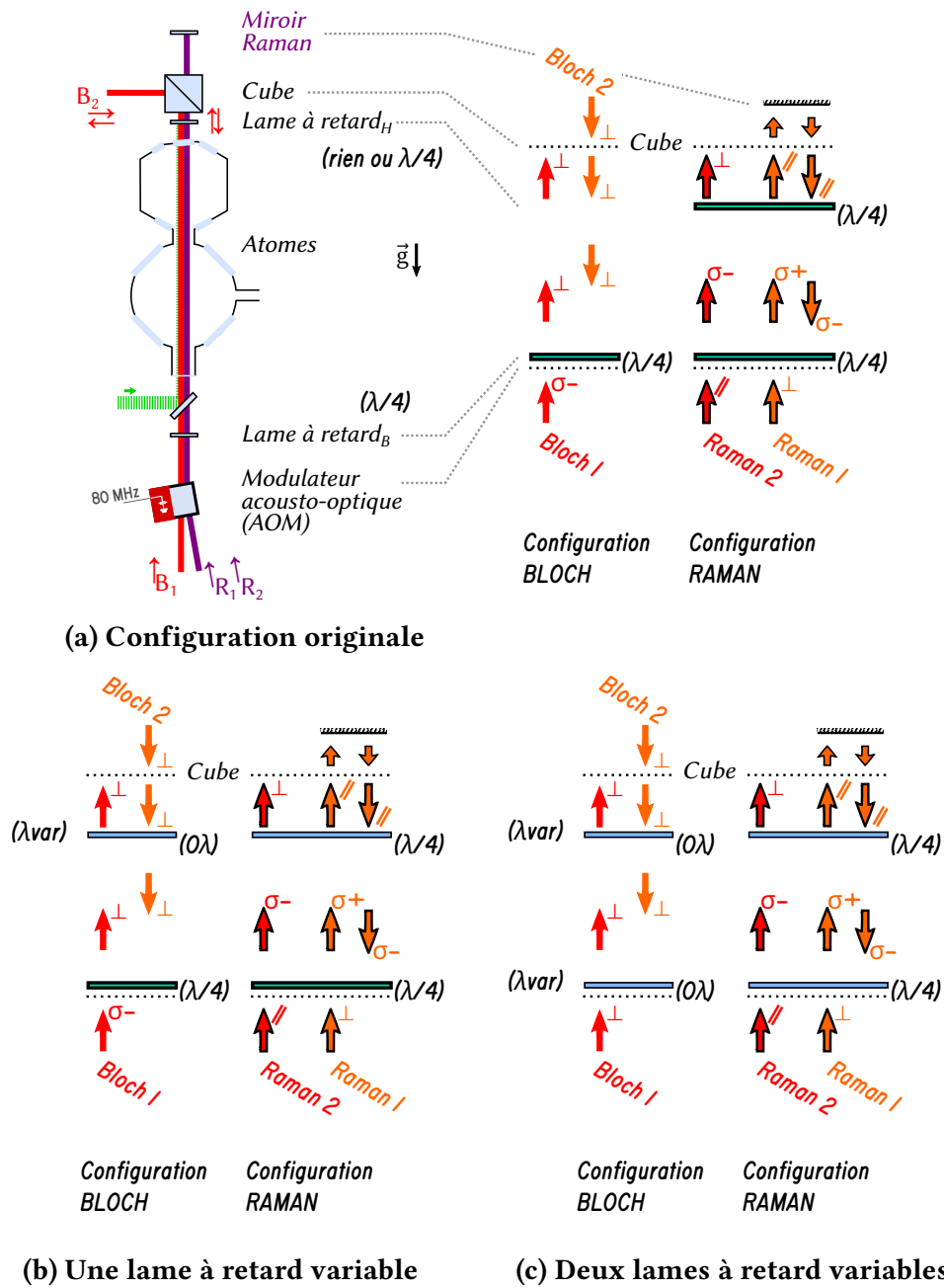


FIG. VII.10. : Configurations envisagées pour le réglage de la polarisation, dans les configurations BLOCH ou RAMAN durant la séquence. Il est à noter que pendant la configuration RAMAN, les faisceaux de l'ascenseur sont coupés en amont, et inversement les faisceaux pour l'impulsion Raman pendant la configuration BLOCH.

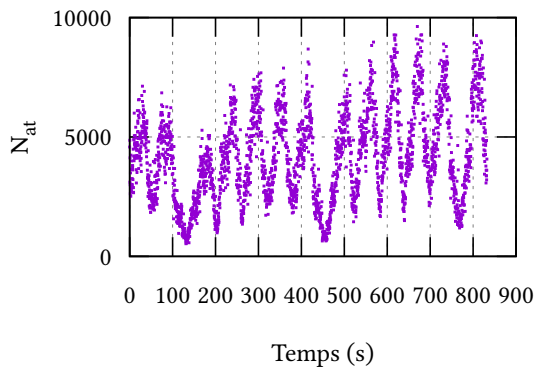


FIG. VII.11. : Nombre d'atomes en fin de lancer, mesurés par fluorescence, fluctuant si les polarisations sont configurées de la manière indiquée figure VII.10-(b).

Instabilité du nombre d'atomes lancés Après être parvenu à lancer et observer, comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit, les atomes dans la chambre du haut, soit à des distances de l'ordre de 30 cm, nous avons pu constater que le nombre d'atomes lancés variaient dans le temps :

Le nombre d'atome varie avec une amplitude très importante. Pour comprendre l'origine de ce phénomène, nous avons tracé, figure VII.13, les variances d'Allan normalisées à 1s pour faciliter la lecture du graphique des nombres d'atomes dans diverses situations au cours du transport de Bloch : en fin de transport (a), et pour une observation en début du transport, ceux effectivement lancés (b), ceux capturés dans le réseau parasite formé par la réflexion de « Bloch 1 » sur le miroir Raman (e), ceux qui n'ont pas été affecté par le transport et sont en chute libre (c) (voir la figure VII.12 pour le principe de cette dernière mesure).

On observe que les atomes non affectés par le transport ont un comportement différent :

- un premier groupe, correspondant à négliger l'influence des lasers Bloch, est composé des courbes (b) et (c), et exhibe le comportement habituel du nombre d'atomes affecté par les cycles de notre climatisation, de l'ordre de 5 à 10 min (Ξ);
- un second groupe, les courbes (a), (d) et (e), sont affectées par le cycle de climatisation avec une constante de temps retardée (Γ), et par de plus longues thermalisations, telles que la mise en route des lasers de puissance, des conditions différentes de mesure, etc. (Δ).

À l'époque de cette mesure, le miroir Verdi avait un angle par rapport à la verticale donc le seul réseau parasite formé par le faisceau « Bloch 1 » était dû à une réflexion

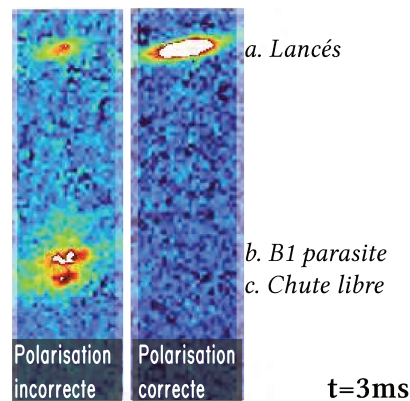


FIG. VII.12. : Observation des atomes sur la caméra de la chambre du bas, 3 ms après le début du lancer. Si la polarisation est mal réglée, on repère des atomes perdus dans le réseau parasite formé par « Bloch 1 ».

parasite sur le miroir Raman. Sa profondeur dépend donc directement du défaut de polarisation de ce faisceau, en principe éliminé dans le cube au-dessus de la chambre comme indiqué figure VII.10-(b). Cela nous a permis d'identifier que le problème venait d'une fluctuation de la polarisation de « Bloch 1 », et qu'elle avait lieu dans le modulateur acousto-optique.

Effet des variations de températures sur un cristal de paratellurite Notre modulateur acousto-optique est composé d'un cristal de paratellurite $\alpha\text{-TeO}_2$ utilisé en mode longitudinal (L) (AAOPTO-ELECTRONIC, 2018). Ce matériau, dont la croissance artificielle a été réalisée pour la première fois dans les années 60 (ARLT et SCHWEPPE, 1968), est très largement utilisé en opto-acoustique du fait de ses bons coefficients de transmission et de son excellente biréfringence – ses indices de réfractifs ordinaires et extraordinaires à 780 nm et dans nos conditions sont $n_o \approx 2,229$ et $n_e \approx 2,378$ (CHAMPAGNE, 2020).

Un faisceau entrant en polarisation linéaire parallèlement ou perpendiculairement à l'axe optique du cristal en sort donc dans le même état de polarisation. En revanche, s'il entre elliptique ou circulaire, sa polarisation est modifiée par le cristal, ce que l'on compense dans la situation de la figure VII.10-b en modifiant l'ellipticité de « Bloch 1 » en amont du modulateur acousto-optique.

Toutefois cette méthode n'est valable qu'à la condition que n_o et n_e restent stables dans le temps. C'est cette condition qui dans notre expérience n'est pas remplie. On peut relier la variation de ces indices à celle des paramètres photo-élastiques c_{ij} du

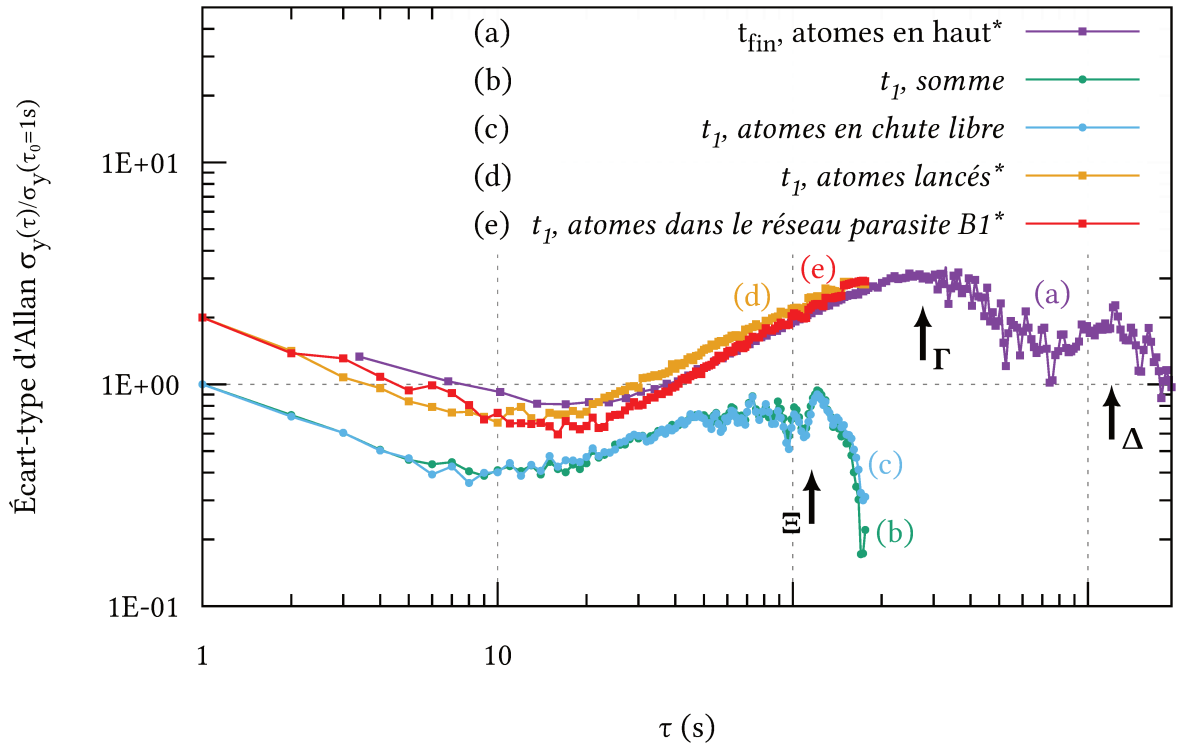


FIG. VII.13. : Écarts type d'Allan des nombres d'atomes, normalisés par leur valeur à 1s. On a multiplié par deux les courbes (a), (d) et (e) pour ajouter un décalage et rendre la figure plus lisible. La mesure (a) est celle de la figure VII.10, par fluorescence après 30 cm de transport. Les mesures (b) à (e) sont prises en début de lancer, après 3 ms de transport, en absorption sur la caméra du bas. Le calcul de la variance d'Allan est effectué à l'aide du logiciel `Stable32.exe` (RILEY et HOWE, 2022).

crystal⁸, dont les constantes thermiques $\partial \ln c_{ij} / \partial T$ sont de l'ordre de 10^{-4}K^{-1} à température ambiante (OHMACHI et UCHIDA, 1970; SILVESTROVA et al., 1987).

Solution Pour régler ce problème la solution la plus simple consisterait à réguler directement la température du cristal. C'est la solution utilisée dans la thèse de BOUVIER, 2021 où ils ont choisi une température telle que les variations de polarisations soient minimales. Toutefois, la situation est plus *simple* que la nôtre dans la mesure où le modulateur est utilisé en continu. Plusieurs sources en effet affectent la température de notre cristal :

- la puissance optique des faisceaux qui le traversent : les faisceaux B1 et B2 pendant l'ascenseur de Bloch, les faisceaux Raman pendant une impulsion Raman (en dehors ils pourront être coupés à l'aide d'un obturateur électro-mécanique, voir [figure VII.6](#));
- la puissance radio-fréquence de l'onde acoustique qui passe de 0 W à de l'ordre de 1 W, suivant la puissance voulue pour l'impulsion Raman.

Il serait possible de réduire l'impact de la seconde source de bruit thermique en restant à puissance acoustique fixe et en jouant plutôt sur la fréquence de l'onde acoustique pour diffracter ou non le faisceau Raman à l'intensité voulue. Après quelques tests, il nous a toutefois paru plus simple d'adapter notre système pour n'avoir que des polarisations linéaires dans le modulateur acousto-optique et ne pas être affecté par ce défaut, et obtenir de bien meilleures niveaux de stabilité sur la polarisation finale comme nous l'avons mesuré et illustré [figure VII.14](#).

Ainsi dans le schéma [figure VII.10-c](#) p. 107, on utilise désormais deux lames à retard variables du même type que celui déjà présenté, ce qui permet de régler les polarisations des faisceaux à l'envie. Un défaut de cette nouvelle méthode est qu'il n'est plus possible d'utiliser le miroir externe à la chambre à vide pour le réseau vertical dans le vert, les lames que nous utilisons absorbant fortement dans cette longueur d'onde. Nous précisons le réglage de ces deux lames à cristaux liquides nématiques LCC1423-B, alimentées par un signal créneau de tension crête-à-crête commandable $V_{commande}$, dans le [chapitre IX](#) p. 139.

VII.3.2. Superposition des faisceaux

Pour réaliser la configuration de polarisation indiquée [figure VII.10](#) p. 107, on adopte pour la superposition de « Bloch 1 » (B1) et des deux faisceaux Raman dans le modu-

⁸Voir *p. ex.* (NYE, 1985), p. 289, ou (REINHARDT et LAROCHE, 2021).

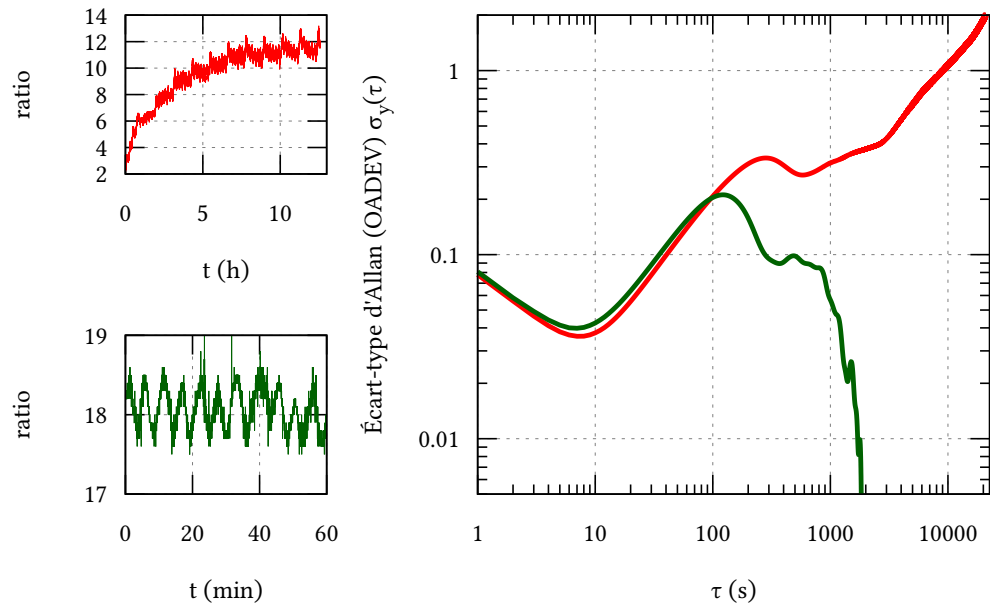


FIG. VII.14. : On mesure le ratio en dB entre les puissances des deux polarisations linéaires orthogonales pour un faisceau diffracté en continu par un modulateur acousto-optique, pour deux faisceaux incidents différents : polarisé circulairement (en haut à gauche et en rouge foncé), ou linéairement (en bas à gauche et vert foncé).

La mesure est effectuée à l'aide du polarimètre SK010PA-IR de chez SCHÄFTER+KIRCHHOFF, 2013. OADEV signifie l'écart-type d'Allan avec recouvrement (*Overlapped Allan Deviation*).

lateur acousto-optique (**) le schéma de la figure VII.15.

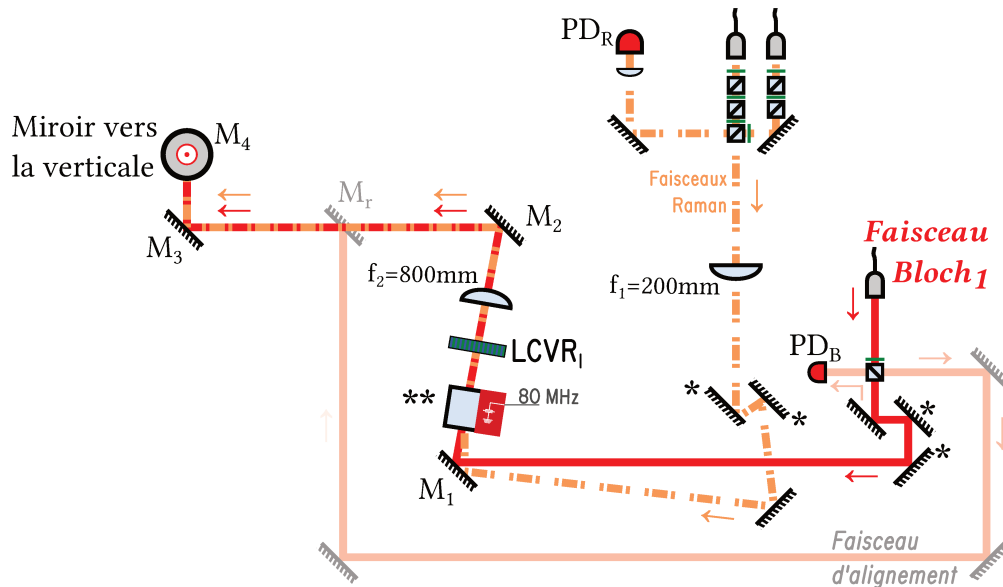


FIG. VII.15. : Préparation des faisceaux sur les atomes, finalement adoptée sur l'expérience. La configuration reste inchangée pour le faisceau du haut, voir figure VII.4 p. 97, si ce n'est qu'une lame à cristaux liquide nématique est rajoutée au-dessus de la chambre. Elle est installée avec un angle pour s'assurer qu'on ne rajoute pas une réflexion parasite à son passage.

Le collimateur⁹ de la fibre du faisceau B1 inclue une lentille de courte focale dont on peut régler la position ce qui permet de placer le col du faisceau sur les atomes après passage dans le modulateur. Ce réglage correspond à une largeur du faisceau suffisamment faible pour permettre le passage dans le modulateur avant la lentille de focale f_2 , dont on a toutefois découpé la protection en métal du cristal pour s'assurer qu'il ne soit pas coupé.

Ce nouveau circuit optique présente l'avantage d'être relativement simple avec seulement deux lentilles à régler. Toutefois, il nous contraint à travailler avec des faisceaux Raman moins larges au niveau des atomes, ce qui aura un effet sur nos mesures. On ne dispose en effet que d'un grandissement de 4 sur le faisceau Raman. Les miroirs marqués (*) permettent un alignement indépendant des faisceaux Bloch et Raman. En pratique, on s'assure d'abord de les superposer parfaitement en détournant le trajet à l'aide d'un miroir à la suite duquel on s'assure que les deux faisceaux ne s'écartent pas

⁹60FC-4-A4 . 5-07 de chez Schäfer+Kirchhoff.

Chapitre VII. Implémentation et choix expérimentaux

sur une dizaine de mètres (on en profite d'ailleurs à cette occasion pour s'assurer de la superposition des deux faisceaux Raman entre eux). Ce miroir doit bien entendu être placé après le modulateur acousto-optique et c'est l'ordre 1, pour les Raman, qui est comparé avec l'ordre 0, pour les Bloch.

Nous avons par ailleurs dû élargir l'ouverture du boîtier du modulateur acousto-optique MT80-A1.5-IR afin de ne pas couper les faisceaux arrivant avec un angle sur le cristal de paratellurite, figure VII.16 et VII.15.

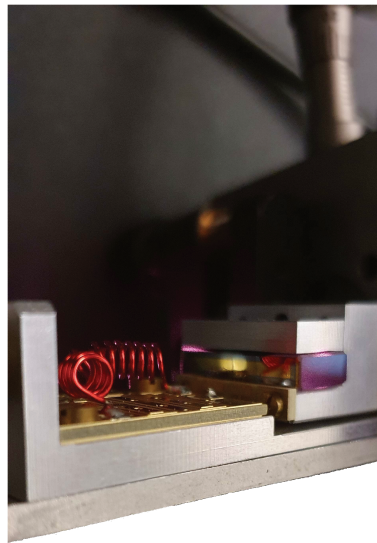


FIG. VII.16. : Photographie du modulateur acousto-optique MT80-A1.5-IR de chez AA Opto-Electronic (AAOPTO-ELECTRONIC, 2018) sans son boîtier de protection dont l'ouverture a été agrandie pour faciliter l'alignement des faisceaux le traversant : les deux faisceaux Raman en incidence normale, et les deux faisceaux de l'élevateur de Bloch, arrivant avec un angle sur le cristal de paratellurite afin d'être aligné avec la diffraction d'ordre 1 des faisceaux Raman par le modulateur.

On aperçoit en arrière-plan le support du modulateur, qui permet de modifier son angle ainsi que de le translater horizontalement ou verticalement, pour faciliter les réglages optiques.

On utilise ensuite les miroirs M_2 à M_4 pour affiner cet alignement sur les atomes ; les miroirs M_2 et M_4 sont montés sur des platines de translation millimétriques pour faciliter l'alignement, et on se sert des miroirs M_2 et M_3 , plus faciles d'accès, pour régler l'angle avec lequel les faisceaux arrivent sur les atomes.

On dispose aussi de deux platines pour le Bloch venant du haut (« Bloch 2 » ou B2). Nous avons aussi indiqué un « faisceau d'alignement » qui peut être utilisé à l'aide du miroir rétractable M_r pour optimiser l'alignement du faisceau du laser infrarouge de confinement transverse avec les autres faisceaux verticaux (nous en détaillerons l'alignement et les réglages au [chapitre ix](#)).

VII.3.3. Le confinement transverse

Après le lancer de Bloch, nous souhaitons recapturer les atomes dans un piège mixte, formé de la superposition du réseau optique vertical à 532 nm et d'un faisceau de confinement transverse à 1064 nm.

Le réseau optique vertical provient de la rétro réflexion du laser Verdi à 532 nm, de demi-largeur 500 μm au niveau du miroir de rétro réflexion interne à la chambre, que nous avons déjà présenté au [chapitre iv](#). Le faisceau de confinement transverse, dans l'infrarouge, provient quant à lui d'un laseur Yb fibré, et n'est pas rétro réfléchi mais superposé aux autres faisceaux verticaux par le haut de l'expérience, afin d'éviter de créer des ondes stationnaires parasites. Afin de ne pas créer de force dipolaire parasite (voir [chapitre iii](#)), il est souhaitable que le col de son faisceau soit positionné au niveau des atomes.

Dans un premier temps, le schéma optique utilisé pour mettre en forme le faisceau de confinement transverse était celui représenté [figure vii.19-\(a\)](#), où on utilise trois lentilles : les lentilles \mathcal{L}_1 et \mathcal{L}_2 pour régler la taille du faisceau (à l'aide de la platine de translation T), et la lentille \mathcal{L}_3 pour choisir la position du col du faisceau. Cette disposition rend toutefois très difficile les alignements, malgré la présence du miroir M_1 disposant de vis micrométriques et de l'ajout des platines de translation $H_{x,y}$ sur la lentille \mathcal{L}_3 pour tenter de déplacer le faisceau parallèlement à la verticale.

Nous avons donc simplifié ce schéma optique pour obtenir celui de la [figure vii.19-\(a\)](#). Après avoir vérifié expérimentalement que la demi-largeur du faisceau ne devait pas excéder 200 μm pour être en mesure de capturer efficacement les atomes, nous avons ainsi opté pour un schéma à deux lentilles $\mathcal{L}_{1,2}$ (de focales 50 et 100 mm respectivement), placées avant le miroir M_3 . La platine de translation T ne modifie désormais plus la taille du faisceau, mais plutôt la position du col du faisceau.

En revanche, cette modification nous permet de placer les platines H_x et H_y sur les miroirs M_2 et M_3 , ce qui facilite grandement l'alignement du faisceau sur les atomes, optimisé sur le temps de vie du nuage de ^{87}Rb dans le piège mixte, de l'ordre de quatre à cinq secondes.

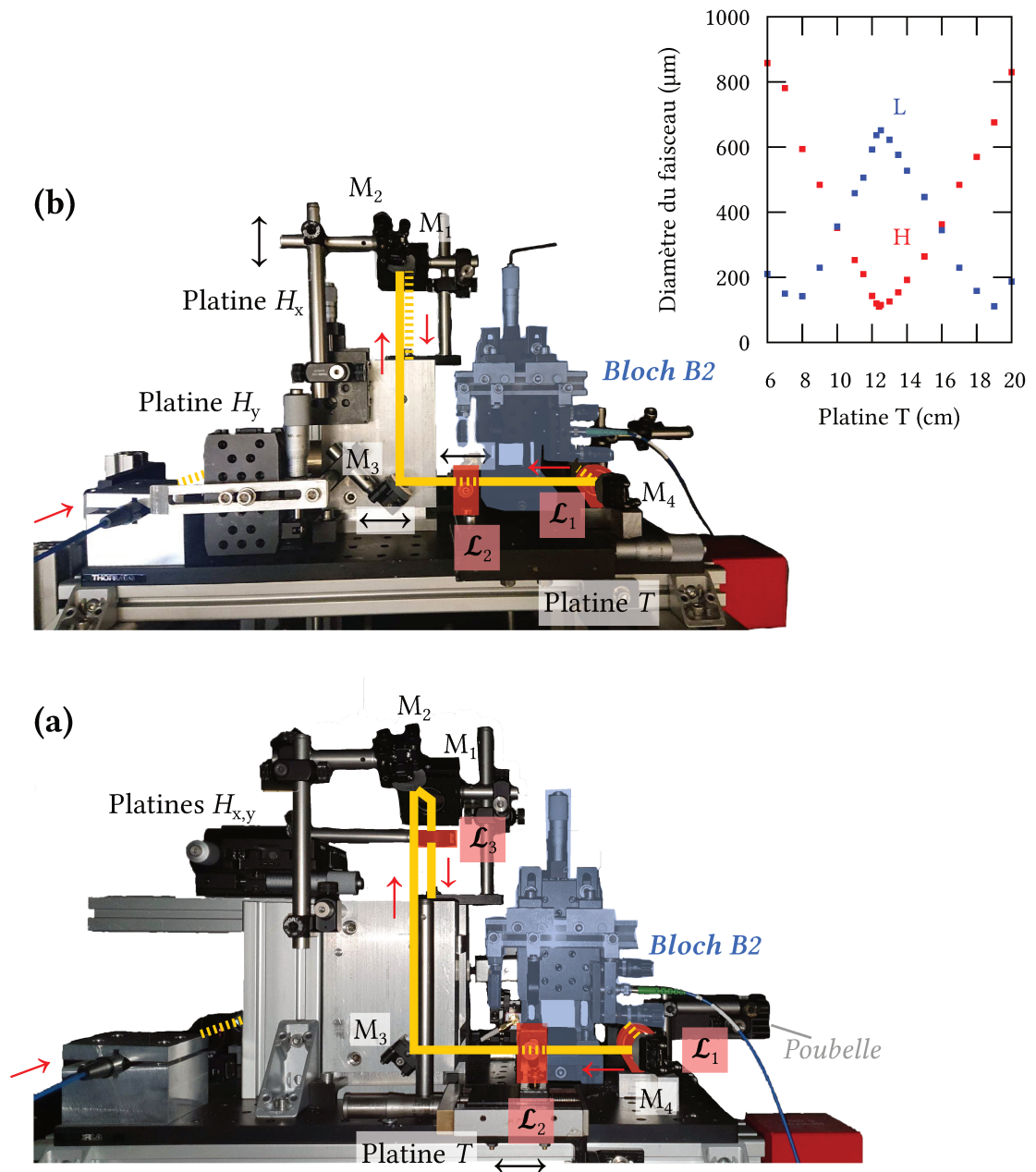


FIG. VII.17. : Photographies du sommet de l'expérience.

(a) En bas, première version du chemin optique du confinement transverse, à trois lentilles, avec l'ajout des deux platines de translation $H_{x,y}$.

(b) En haut, dernière version du chemin optique du confinement transverse, à deux lentilles.

VII.4. Conclusion et pertes attendues dans cette configuration expérimentale

Les choix de construction que nous venons de justifier, ainsi que les connaissances théoriques que nous avons développées au chapitre précédent, nous permettent de prévoir les principales sources de pertes auxquelles nous atteindrons. Comme on l'a déjà noté, les deux principales sources de perte attendues sont les pertes par émission spontanée ainsi que les pertes par inadiabaticité.

Pertes par émission spontanée Comme on vient de le voir, nous devons travailler avec deux sources d'émission spontanée :

- Une première source, que nous venons d'identifier [section vii.2.3 p. 103](#), est due à l'émission spontanée des amplificateurs optiques utilisés lors de la mise en forme des faisceaux :
 - Nous l'avons filtré à l'aide de filtres interférentiels à bandes étroites (~ 150 GHz).
 - L'utilisation de ces filtres limite toutefois le décalage maximal en fréquence utilisable.
- Celle provenant des faisceaux de Bloch eux-mêmes :
 - Comme on l'a vu [section vi.3.2 p. 91](#), pour notre configuration où le laser est désaccordé dans le rouge d'une fréquence Δ par rapport à la transition D2 du rubidium, les pertes augmentent avec la durée des impulsions à un taux $\Gamma_{sp} \sim U_0 \Gamma / \hbar \Delta$ avec Γ la largeur de la raie D2 du rubidium et U_0 la profondeur du réseau optique.
 - Pour diminuer ces pertes, on peut diminuer U_0 (la puissance dans les faisceaux laser lors du transport). Il est moins aisé d'augmenter Δ dans notre configuration, comme déjà indiqué. Cela concerne en particulier la phase de temps de vol entre l'accélération et la décélération où on souhaite ne garder qu'une puissance minimale pour continuer à confiner les atomes dans le réseau lors de leur transport, voir une séquence expérimentale typique [figure vii.1 p. 94](#).

Pertes par inadiabaticité Comme nous l'avons présenté [section vi.3.1 p. 89](#), afin de transporter efficacement les atomes par oscillations de Bloch, il faut que les atomes soient

chargés puis restent dans la bande inférieure du réseau accéléré. Garantir cette adiabaticité revient à limiter l'accélération sous une certaine valeur critique, augmentant avec la profondeur du réseau. Sa valeur peut être déduite dans la limite des liaisons faibles par la formule de Landau-Zener. Dans le cas réel, il faut prendre en compte l'existence de résonance entre bandes d'énergies pour les profondeurs inférieures à $20 E_r$, ce qui réduit encore l'efficacité du transport pour certaines gammes d'accélération.

Contrairement aux pertes par émission spontanée, on peut donc diminuer ces pertes en augmentant la profondeur, ou en diminuant l'accélération, c'est-à-dire en allongeant la durée de transport.

Il y a donc un compromis à trouver entre les pertes par inadiabaticité et les pertes par émission spontanée.

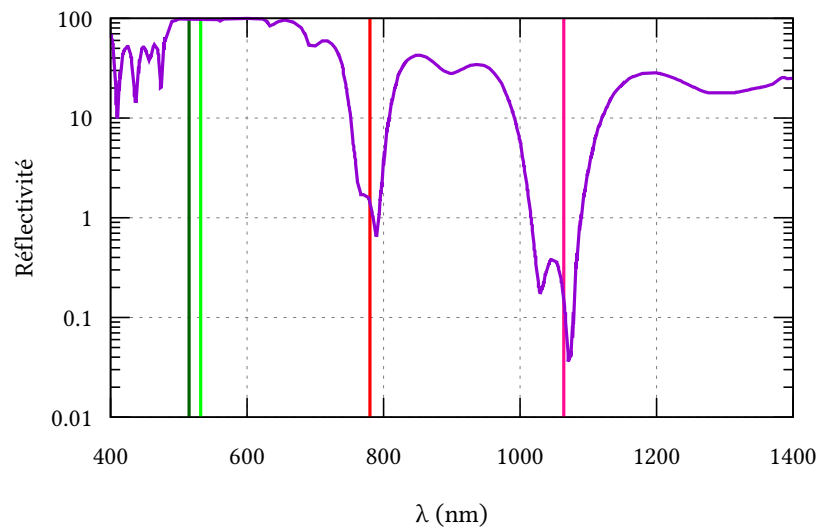


FIG. VII.18. : Réflectivité en % mesurée sur le miroir diélectrique du réseau vertical, fabriqué par le Laboratoire des Matériaux Avancés (Lyon) pour notre expérience. Données issues de (HILICO, 2014), p. 155.

Autres pertes Enfin, du fait de contre configuration optique, une autre source de pertes est à prendre en compte. Il s'agit des réflexions parasite sur le miroir du réseau à 532 nm (celui auprès duquel nous souhaitons réaliser des mesures de force) et celui des faisceaux Raman. Une fraction des atomes peut être piégée dans les réseaux statiques supplémentaires formés par ces réflexions parasites, comme on peut l'observer *p. ex.* figure VII.12 p. 109.

vii.4. Conclusion et pertes attendues dans cette configuration expérimentale

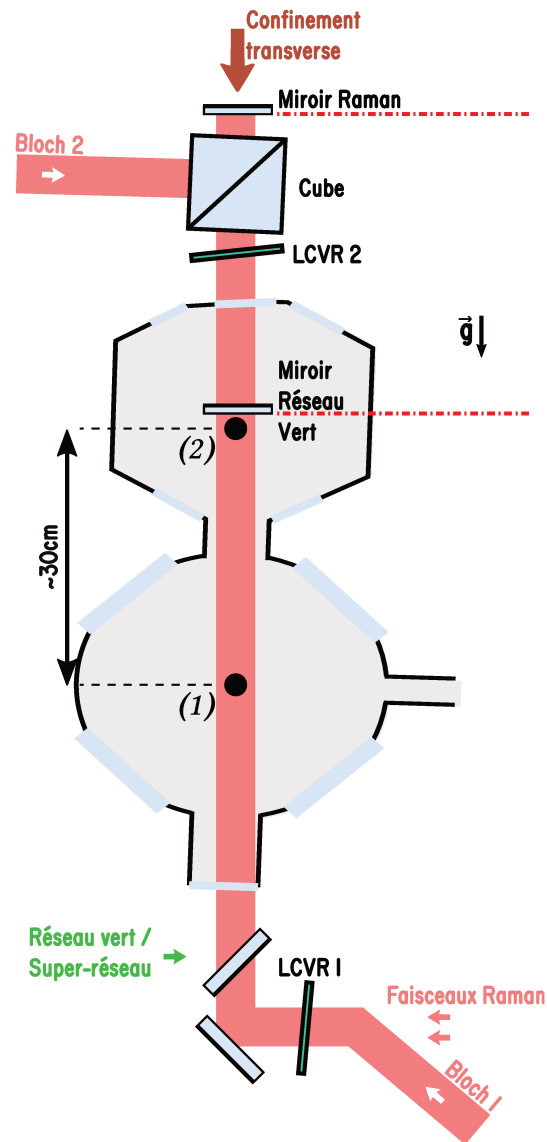


FIG. VII.19. : Reprise de la [figure iv.4 p. 48](#) où on exagéré les angles appliqués aux différents éléments optiques pour éviter les réflexions parasites : cube, lames à cristaux liquides (LCVR 1 et 2), chambre à vide elle-même (et donc ses fenêtres). Deux éléments doivent en revanche être parfaitement alignés de manière parfaitement orthogonale aux faisceaux de Bloch : le miroir du réseau vert à 532 nm (voir la raison à la [section ix.1.3 p. 146](#)), et le miroir des faisceaux Raman, pour la raison expliquée [section iii.3.4 p. 36](#). On a indiqué par (1) et (2) les positions initiale et finale du nuage lors du transport, séparées de 30 cm.

Chapitre VII. Implémentation et choix expérimentaux

La perte sur le miroir du réseau à 532 nm a été minimisée lors de la conception de l'expérience par le choix d'un miroir dichroïque à 532 nm, avec une faible réflectivité à 780 nm, de 0.6 %, [figure VII.18](#). On pourrait l'éliminer complètement en ajoutant un angle à ce miroir, toutefois, comme nous le verrons [section IX.1.3](#), cela n'est pas possible dans le cadre de notre méthode de mesure de force à courte distance.

La perte sur le miroir des Raman est minimisée en ajustant soigneusement la polarisation des différents faisceaux, comme on l'a montré [section VII.3.1 p. 106](#) et illustré [figure VII.12 p. 109](#).

Chapitre VIII.

Optimisation et performances

AFIN D'ÉVALUER LES PERFORMANCES de notre élévateur de Bloch, nous pouvons mesurer la proportion d'atomes dans chaque état $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ et $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ à l'aide des différentes méthodes d'imagerie dont nous avons présenté l'installation et la calibration au [chapitre v](#). En particulier, on évalue leur proportion dans chacun des états à l'aide de l'imagerie par fluorescence, et le nombre absolu d'atomes (dans $|F = 2\rangle$) à l'aide de l'imagerie par absorption. Après un temps de vol, on peut évaluer leur température toujours par absorption.

Enfin, comme on l'a vu [section II.2.1](#), il est possible d'évaluer la profondeur du réseau à l'aide d'une impulsion Raman-Nath effectuée soit sur les atomes en début de transport, soit en fin de transport, à l'aide de nos systèmes d'imagerie par absorption.

L'implémentation était affaire de compromis entre les contraintes posées par la superposition des nombreux faisceaux verticaux disponibles sur notre expérience. L'optimisation de notre ascenseur de Bloch sera en revanche affaire de compromis entre les principales sources de pertes que nous avons présentées au [chapitre vi](#) : en particulier les pertes par inadiabaticité du processus et les pertes par effet Landau-Zener, sans oublier les pertes dues aux réflexions parasites.

Enfin nous comparerons nos résultats aux objectifs que nous nous sommes fixés [section vi.1](#) afin d'évaluer la possibilité de réaliser ensuite une mesure de force à courte distance. En particulier, nous évaluerons :

- l'expansion du nuage atomique durant le transport, et l'évolution de sa température (objectif d'une résolution micrométrique de notre mesure de force);
- les différentes sources de perte (maximisation du nombre d'atomes final du nuage à comparer au bruit de notre détection);
- la stabilité de la position finale des atomes (résolution spatiale de notre mesure de force encore une fois).

Chapitre VIII. Optimisation et performances

Ces contraintes déterminent pour nous la possibilité de réaliser ou non une mesure de force à courte distance entre nos atomes et le miroir du réseau vertical à 532 nm avec la résolution micrométrique escomptée.

VIII.1. Premier point d'optimisation : durée des phases de transport et nuage initial

VIII.1.1. Durée des phases de transport

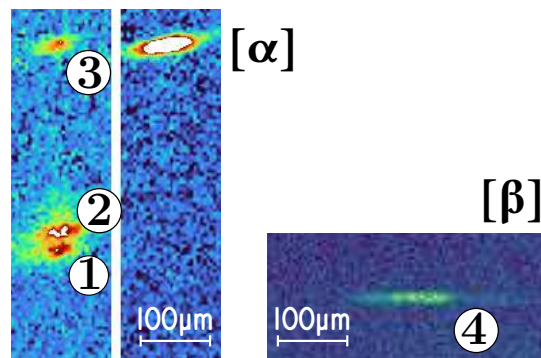


FIG. VIII.1. : Exemples d'images prises par absorption du nuage d'atomes, 3 ms après le début de l'ascenseur de Bloch ($[\alpha]$) et 30 cm en fin d'élevateur ($[\beta]$). En $[\alpha]$, deux situations sont représentées : à gauche dans le cas d'une polarisation imparfaite, et à droite dans le cas d'une polarisation et de puissances bien réglées par rapport à l'accélération appliquée aux atomes. Ceci permet de mettre en évidence les pertes (1) dues à l'inadiabaticité du réseau et (2) dues à une réflexion parasite du faisceau « Bloch 1 » sur le miroir des faisceaux Raman. Ces pertes conduisent à une plus faible fraction d'atomes lancés (observés 3 ms après le début de la séquence, dans la chambre du bas (3), ou en fin de séquence après 30 cm (4)).

Pour optimiser l'efficacité de lancement des atomes, nous avons préalablement suivi les étapes préliminaires indiquées au [chapitre VII](#). La [figure VIII.1](#) illustre bien le point de départ de notre optimisation, où nous observons les atomes au début de leur lancer, 3 ms après le début de la séquence de transport. La sous-figure de gauche présente trois groupes d'atomes différents : lancés (1), piégé dans un réseau parasite dû à la réflexion du faisceau « Bloch 1 » sur le miroir Raman (2), et en chute libre (3). Comme déjà indiqué au chapitre précédent, on se débarrasse de (2) en ajustant la polarisation (élimination des pertes par réflexion parasite), et de (3) en jouant sur la puissance et le nombre d'oscillations de Bloch appliquées lors de l'accélération.

Nous augmentons ensuite le nombre d'oscillations de Bloch jusqu'à ce que les atomes puissent atteindre la chambre supérieure, où nous obtenons un premier signal (4) qu'il s'agira ensuite d'optimiser.

Nous optimisons ensuite les durées des différentes phases de transport, en maintenant la distance de transport constante. Cette première optimisation résulte en des durées de 6 ms pour les phases d'accélération et de décélération, avec 250 oscillations de Bloch à l'accélération. Il est à noter que nous sommes revenus à plusieurs reprises au cours de l'optimisation des autres paramètres pour tenter de changer les durées des différentes phases du transport, sans amélioration notable.

VIII.1.2. Température initiale du nuage avant le transport

L'influence de la température initiale du nuage avant le transport sur le nombre et la température finale des atomes peut être évaluée simplement en variant les paramètres de la rampe d'évaporation. On part ainsi du jeu de données (*) avant le transport, et on évalue le nombre et la température des atomes en fin de transport (□) ou après recapture dans le piège mixte (○).

On note qu'on ne retrouve pas la même allure pour la courbe $N_{at} = f(T)$ selon la position des atomes : en fin d'évaporation (position initiale), en fin de transport ou après leur recapture dans le piège mixte après le transport. Ceci est plus facilement observé figure VIII.3 p. 126 où on a représenté pour ce même jeu de données et toujours en fonction de la température initiale des atomes, les nombres d'atomes, les efficacités ou les températures T_y suivant l'axe vertical pour les atomes en fin de transport puis ceux recapturés dans le piège mixte.

On constate en effet que l'efficacité du processus diminue lorsque la température initiale augmente.

Nous attribuons ces processus de sélection, pour l'ascenseur de Bloch à une sélectivité de la vitesse lors de l'accélération, plus efficace pour les atomes à des vitesses inférieures à la vitesse de recul, et pour la recapture à la faible profondeur du piège mixte obtenu, de l'ordre de $2 E_r$ au maximum.

Il est à noter que l'efficacité n'est pas le seul paramètre pertinent pour notre méthode de transport : il peut être intéressant d'avoir *p. ex.* une efficacité plus faible, en travaillant avec une température initiale plus élevée afin d'obtenir un nombre d'atomes final significativement plus élevé. On pourrait aussi envisager de travailler avec un nombre d'atomes plus faible, à température plus basse pour obtenir une température finale plus faible et un nuage de taille plus petite en fin de transport.

VIII.1. Premier point d'optimisation : durée des phases de transport et nuage initial

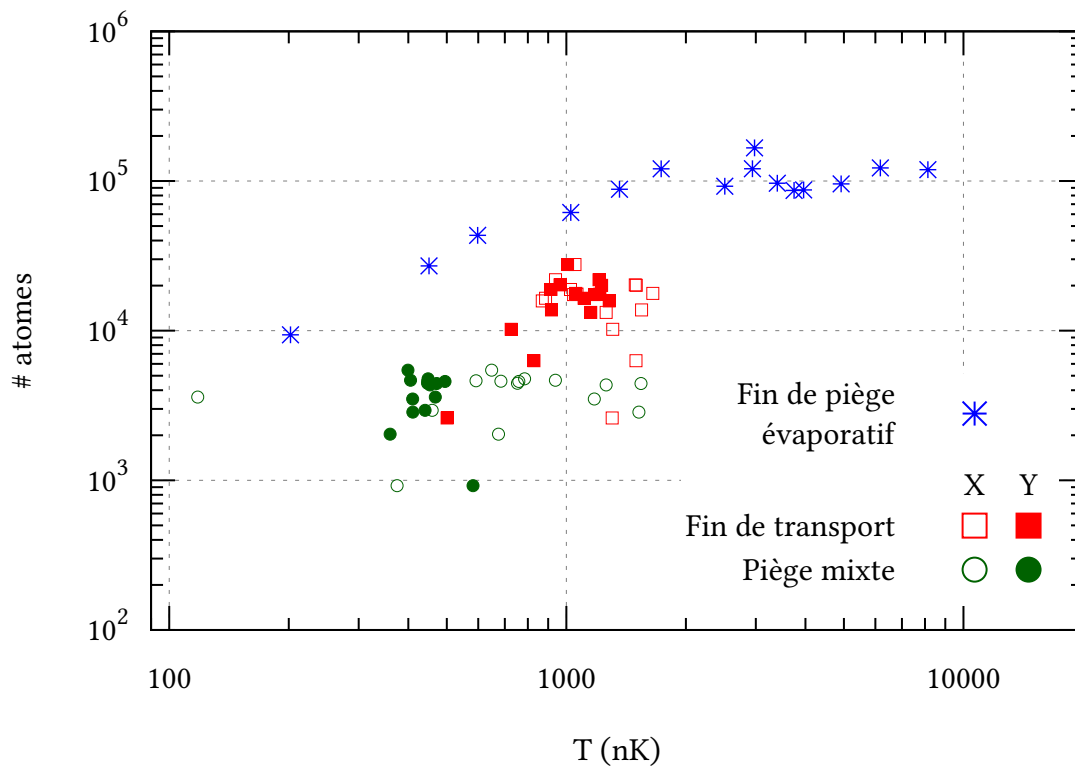


FIG. VIII.2. : Jeu de données obtenu en variant la température initiale du nuage (*). La mesure de la température est effectuée par temps de vol en absorption.

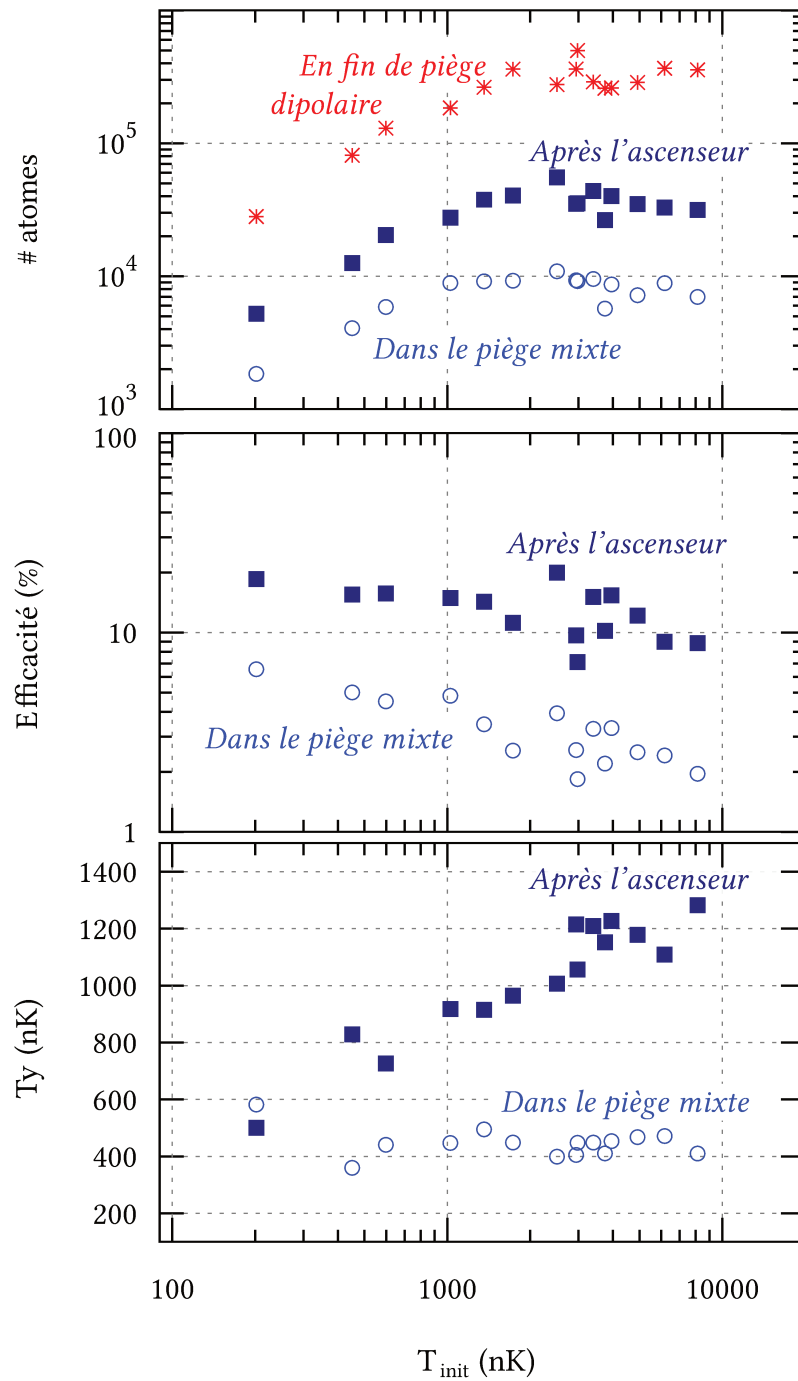


FIG. VIII.3. : Jeu de données obtenu en variant la température initiale du nuage (*). La mesure de la température est effectuée par temps de vol en absorption. Il s'agit du même jeu de données que sur la [figure VIII.2](#).

viii.1. Premier point d'optimisation : durée des phases de transport et nuage initial

En pratique, dans la suite (et notamment dans la [partie iv](#)), nous travaillerons avec des températures initiales intermédiaires de l'ordre du micro-Kelvin, afin d'avoir un nombre maximal d'atome pour une température finale encore raisonnablement faible.

VIII.1.3. Taille verticale du nuage atomique

Dans la mesure où la taille verticale du nuage après le transport détermine directement la résolution spatiale de notre capteur de force, nous la souhaitons la plus faible possible. Nous avons été limité par la résolution spatiale actuelle du système d'imagerie, de l'ordre de $9 \mu\text{m}$ pour la déterminer précisément et mesurer ses fluctuations. Dans la mesure où les atomes restent capturés dans le piège mixte, il est raisonnable d'estimer qu'elle est du même ordre de grandeur à celle obtenue en fin d'évaporation, c'est-à-dire de l'ordre de quelques micromètres.

VIII.2. Pertes par émission spontanée et pertes latérales

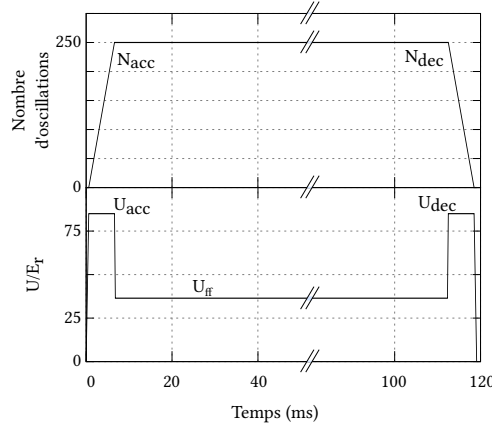


FIG. VIII.4. : Rampes de fréquence et de puissance appliquée sur nos deux faisceaux $B1$ et $B2$ de l'ascenseur de Bloch. Figure identique à la [figure VII.1](#).

Cette première optimisation ayant été faite, la seconde principale source de pertes que nous avons identifiée est celle par émission spontanée. Comme on l'a déjà indiquée, elle se produit à un taux $\Gamma_{sp} \sim U_0 \Gamma / \hbar \Delta$ avec Γ la largeur de la raie D2 du rubidium, U_0 la profondeur du réseau optique et Δ le désaccord du laser utilisé pour les faisceaux de l'ascenseur vis-à-vis de la transition D2 du rubidium. Δ a déjà été optimisé ainsi que la durée des différentes phases de l'ascenseur de Bloch.

Ordre de grandeur de la profondeur U_{ff} voulue Pour jouer sur le taux d'émission spontanée on voudrait donc jouer sur la profondeur U_0 du réseau, et en particulier celle utilisée entre les impulsions d'accélération et de décélération, U_{ff} , [figure VIII.4](#). On déduit des paramètres de notre séquence un ordre de grandeur de la profondeur que l'on souhaiterait obtenir pour notre séquence :

$$1/\Gamma_{sp} > 0.1 \text{ s} \Rightarrow U_{ff} < \frac{U_{acc}}{30}$$

Utilité d'avoir U_{ff} non-nulle Pour éliminer totalement les pertes par émission spontanée dues au réseau optique de l'ascenseur de Bloch entre l'accélération et la décélération, il suffirait bien entendu de prendre $U_{ff} = 0 E_r$. Rappelons que cela n'est pas envisageable, car nous souhaitons limiter les pertes radiales pendant le transport.

Notons que si le laser de confinement transverse est allumé pendant l'entièreté du

transport, mais il est fortement focalisé sur le miroir du haut (waist de l'ordre de 200 μm). La présence d'une puissance (à minimiser) pendant le transport de Bloch est donc nécessaire, et il faut trouver un compromis avec les pertes par émission spontanée.

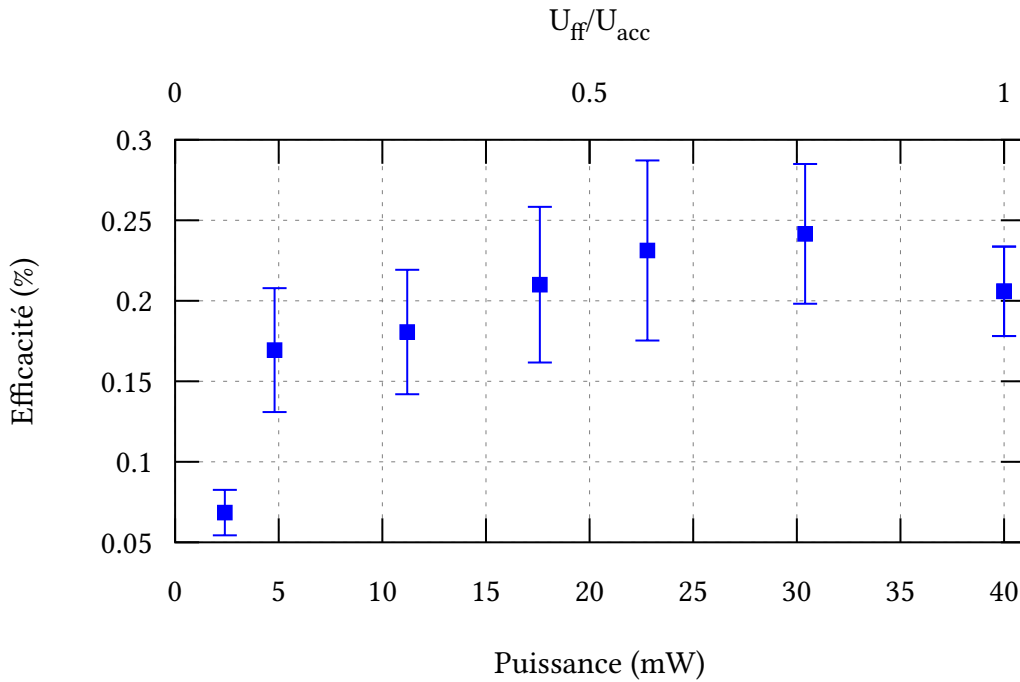


FIG. VIII.5. : Effet de la variation de la puissance dans les faisceaux de Bloch (identique dans chacun des deux faisceaux superposés) sur l'efficacité du transport. L'accolade et les points en rouge correspondent à ceux que l'on souhaiterait atteindre pour minimiser correctement l'émission spontanée.

Recherche du compromis Pour trouver ce compromis, on a tracé sur la [figure VIII.5](#) l'efficacité du transport à la fin de la séquence en fonction de la profondeur entre l'accélération et la décélération. Pour la plage de puissance que l'on souhaiterait atteindre (acolade rouge), on constate toutefois une chute drastique de cette efficacité. Il apparaît que nous sommes obligés de conserver une profondeur importante dans le réseau entre l'accélération et la décélération pour ne pas perdre nos atomes. Ainsi, on ne peut guère optimiser l'émission spontanée dans nos conditions expérimentales.

Le compromis mène à d'importantes pertes par émission spontanée On peut encore essayer toutefois de diminuer la puissance de l'un des faisceaux seulement, comme cela est illustré figure VIII.6. Il appert que cela ne peut toutefois pas changer drastiquement la proportion des atomes dans le mauvais état hyperfin, et que la légère baisse occasionnée sur la proportion d'atomes dans $|F = 1\rangle$ ou $|F = 2\rangle$ s'accompagne d'une importante chute du nombre d'atomes total lancés. On gardera donc la même puissance dans les deux faisceaux de l'accélération à la décélération.

On se retrouve en fin de transport avec une partie conséquente des atomes dans le mauvais état hyperfin, malgré notre préparation en début de transport. On peut envisager d'utiliser des pulses repompeur ou de pousseur pour obtenir les proportions voulues avant notre mesure de force, en gardant en tête que les atomes ayant subi une émission spontanée se retrouvent de manière équiprobable dans chacun des trois sous-états magnétiques de notre état hyperfin.

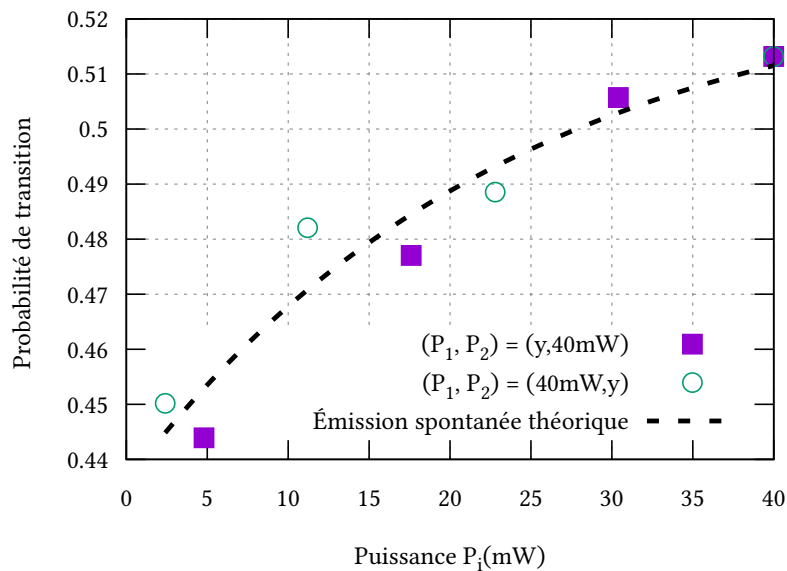


FIG. VIII.6. : Effet de la puissance pendant le transport sur le ratio entre les populations des états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ en fin de transport.

VIII.3. Influence de la puissance dans les faisceaux de Bloch

On peut aussi calibrer, pour une même température initiale du nuage, l'influence de la puissance pendant le transport dans chacun des faisceaux Bloch B1 et B2 [figure VIII.7](#). Il apparaît que le transport est plus efficace en augmentant la profondeur du réseau. Malheureusement, comme nous l'avons expliqué plus haut, cette puissance a été fortement limitée par l'ajout nécessaire de filtres interférentiels sur le banc de préparation des lasers, ce qui limite la plage des puissances sur lesquelles nous avons testé notre processus.

Optimum pour le chargement dans le piège mixte Pour ce qui concerne le chargement dans le piège mixte toutefois, un optimum peut être trouvé : il correspond à une puissance dans le faisceau « Bloch 1 » (provenant du bas) réduite. Nous attribuons ce comportement à l'existence des réseaux parasites statiques que nous avons présenté plus haut, [section VII.4 p. 117](#) : sur le miroir Raman (éliminée en jouant sur la polarisation) ou sur le miroir du réseau à 532 nm (seulement limitée à l'aide du caractère dichroïque de ce miroir).

On note par ailleurs l'effet que nous avons noté plus haut de filtrage de la température suivant la verticale, T_y , au moment de la recapture dans le piège mixte.

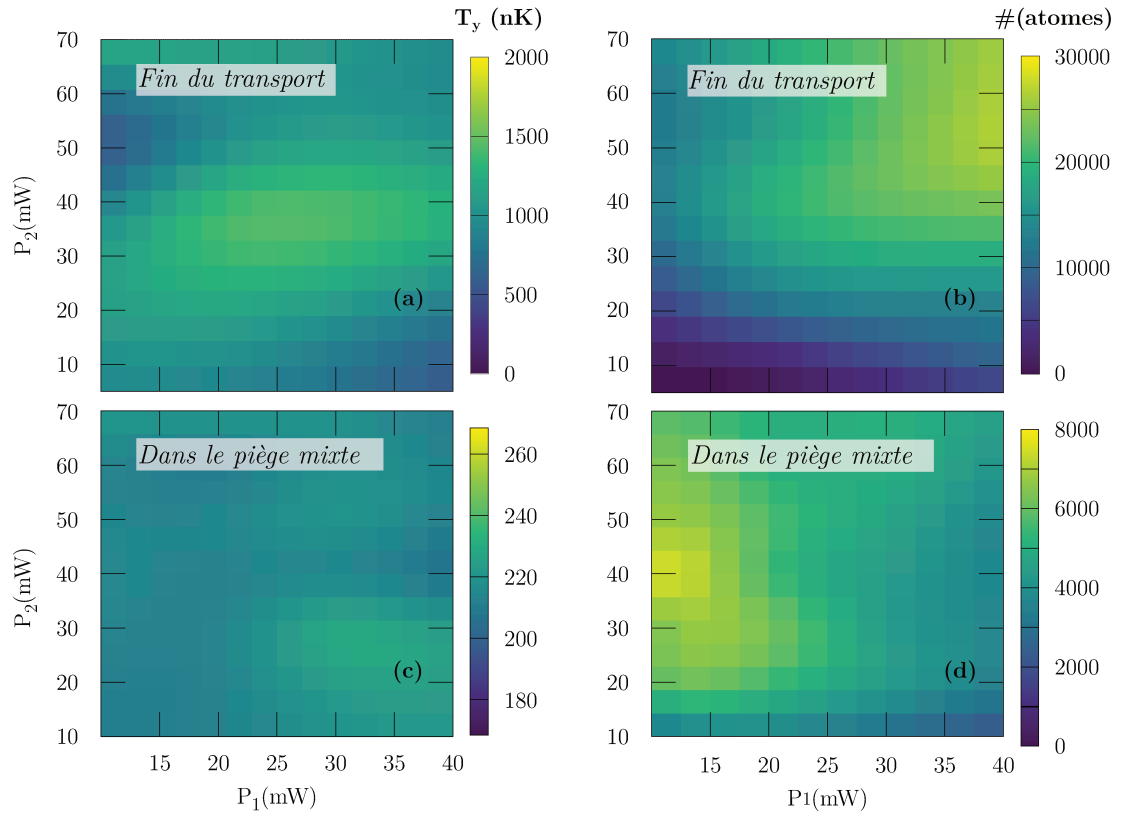


FIG. VIII.7. : Influence des puissances $P_{1,2}$ dans les faisceaux de Bloch (1 et 2 respectivement) sur le nombre d'atomes et la température dans la direction verticale T_y , à la fin du transport ((a) et (b)) et après leur recapture dans le piège mixte (pendant 1s) ((c) et (d)).

VIII.4. Stabilité de la position du nuage et résolution spatiale

La stabilité de la position du nuage après le transport est un de nos objectifs clefs en vue de réaliser une mesure de force à courte distance avec une résolution micrométrique sur la distance atome-surface. Afin d'étudier son évolution dans le temps, nous avons tracé les écarts-types d'Allan correspondant aux atomes avant et après le transport [figure VIII.8](#).

La position du nuage est mesurée après une chute libre de 6 ms. Le bruit de lecture est plus important avant qu'après le lancer, ce qu'on peut expliquer par la taille plus importante du nuage et par le bruit de lecture plus important pour la caméra utilisée en bas (voir [chapitre v](#) pour plus de détails sur les caméras utilisées).

Aux temps courts, les deux signaux s'intègrent comme du bruit blanc, puis aux alentours de 200 s, une importante bosse apparaît sur chacun des écarts-type d'Allan. Cette fluctuation peut être corrélée aux fluctuations de la température ambiante de notre salle, c'est-à-dire aux cycles de notre système de climatisation.

On note cependant que si on fait la différence entre ces deux signaux, la bosse disparaît complètement de la nouvelle variance d'Allan (tracée en noir sur la [figure VIII.8](#)). La distance réalisée lors du transport n'est donc pas affectée par les fluctuations thermiques, dans la limite de la résolution de notre système d'imagerie. Les fluctuations de la position absolue du nuage sont ainsi dominées par celles de la position initiale, avant le transport, du nuage atomique.

Sur des échelles plus longues, de l'ordre de la journée, comme on l'observe avec le dernier point de la [figure VIII.8](#), on observe que la corrélation entre les positions hautes et basses du nuage diminue. Plutôt qu'à une instabilité due à notre méthode de transport, il semble raisonnable d'attribuer cette fluctuation à la déformation de la structure mécanique supportant nos deux systèmes d'imagerie.

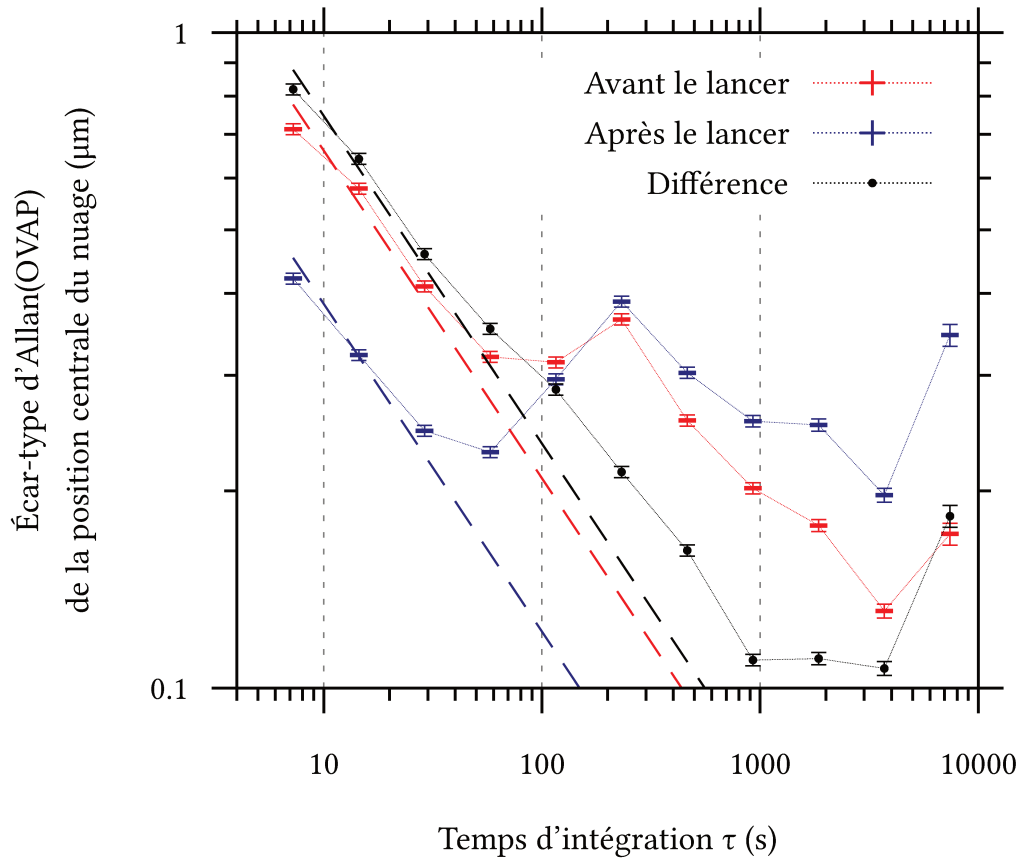


FIG. VIII.8. : Écart-type d'Allan (*Overlapping Allan Deviation*) de la position centrale du nuage atomique avant et après le transport. Pour chaque courbe, nous traçons en pointillés la décroissance de $1/\sqrt{\tau}$ correspondant au moyennage du bruit blanc, ajustée sur les trois premiers points de chacune de nos trois séries.

Conclusion et récapitulatif

DANS L'OPTIQUE DE MINIMISER L'ADSORPTION *d'atomes de Rubidium de notre nuage sur la surface auprès de laquelle nous souhaitons réaliser nos mesures de force nous avons pris le parti de refroidir et préparer les atomes à longue distance de celle-ci. Dans cette partie, nous avons examiné l'efficacité de notre choix d'utiliser un réseau accéléré pour transporter notre nuage à l'aide d'oscillations.*

Contraintes Pour pouvoir réaliser une mesure de la force de Casimir-Polder apportant un gain par rapport aux précédentes tentatives menées et dans le cadre de notre expérience, nous avons identifié un certain nombre de contraintes sur notre méthode de transport :

- ☞ le transport doit être réalisé sur une **distance de 30 cm** ;
- ☞ le nuage doit subir une extension spatiale minimale afin de conserver une **résolution micrométrique** sur notre mesure de force, ceci implique de contrôler sa **température** ;
- ☞ les **pertes** doivent être minimales, afin d'obtenir un nombre d'atomes suffisant, à comparer avec le bruit sur notre imagerie.

Ascenseur de Bloch et sources de pertes Notre choix s'est porté, comme on l'a vu, sur l'utilisation d'un réseau accéléré pour réaliser notre transport. Nous avons identifié, calibré et optimisé plusieurs sources de pertes :

- les pertes par inadiabaticité (effet Landau-Zener), optimisées sur l'accélération et permettant d'optimiser la durée des différentes phases de notre transport : accélération, temps de vol et décélération ;
- les pertes par émission spontanée :
 - celles dues à l'émission spontanée des amplificateurs optiques permettant de préparer les faisceaux ;
 - celles dues au réseau accéléré lui-même ;

Chapitre VIII. Optimisation et performances

- les pertes radiales, qui nous obligent à conserver une forte puissance dans le réseau accéléré entre les phases d'accélération et de décélération au prix d'une forte émission spontanée ;
- les pertes dans les réseaux statiques parasites dûs aux réflexions parasites du faisceau « Bloch 1 » :
 - sur le miroir du laser à 532 nm, minimisées par le caractère dichroïque de ce miroir ;
 - sur celui du Raman, minimisées en optimisant la polarisation du faisceau pour en éviter le retour.
- les pertes lors de la recapture dans le piège mixte composé du réseau à 532 nm et du faisceau de confinement transverse.

Performances de notre ascenseur de Bloch Nous disposons finalement d'une méthode de transport de nos atomes qui, si elle est limitée par de nombreuses sources de pertes, réalise néanmoins de manière acceptable les objectifs que nous nous sommes fixés en vue de réaliser une mesure de force à courte distance :

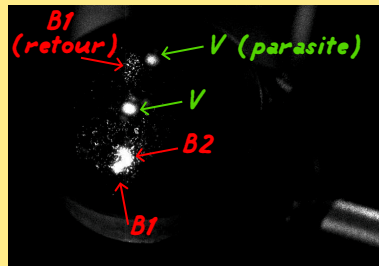
- **l'efficacité finale reste acceptable**, avec 30 % des atomes transportés et 10 % recapturés, pour un nombre final de l'ordre de 10^4 atomes chargés dans le piège mixte et utilisables pour notre mesure de force ;
- l'effet de chauffage induit par nos pertes (principalement l'émission spontanée) est **filtré lors de la recapture**, nous verrons en [section x.1](#), que le nuage final a une taille de $8 \mu\text{m}$;
- un **excellent contrôle de la distance parcourue** : la stabilité de la distance des atomes au miroir ne dépend pas du transport mais uniquement de la stabilité de la position initiale des atomes et du miroir.

Quatrième partie.

Mesurer

☞ Dans cette quatrième et dernière partie, nous présentons enfin les mesures que nous avons été capables de faire sur le dispositif expérimental présenté au cours des chapitres précédents.

Le [chapitre IX](#) présente ainsi les dernières calibrations nous ayant permis de réaliser nos premières mesures spectrométriques jusque des distances micro-métriques du miroir, ouvrant la porte à la mesure du potentiel de Casimir-Polder, l'un des objectifs à long terme du projet Forca-G. Le [chapitre X](#) présente notre première mesure interférométrique des forces s'appliquant aux atomes à proximité du miroir.



L'utilisation d'une caméra CCD permet de faciliter l'alignement des faisceaux entre eux, ici p. ex. à la réflexion du miroir à 45° du bas. La caméra est une DMK 33UX287 de chez ImagingSource, aimablement prêtée par M. R. Gautier de l'équipe du gyromètre atomique (GAUTIER, 2022).

Chapitre IX.

Mesures proche du miroir Raman

NOUS AVONS DÉVELOPPÉ DANS LES PARTIES PRÉCÉDENTES les outils expérimentaux (parties [II](#) et [III](#)) nous permettant de préparer puis de rapprocher notre nuage d'atomes à proximité de la surface du miroir de rétro réflexion du réseau vertical où on les recapture. Dans ce chapitre, nous présentons comment, en utilisant des impulsions Raman comme présenté en [partie I](#) il nous a été possible de réaliser de premières mesures spectrométriques puis interférométriques jusque des distances micro-métriques de la surface, l'un des objectifs à long terme de l'expérience Forca-G.

Pour y parvenir, ceci a imposé la réalisation de premiers réglages fins de l'état de polarisation des faisceaux Raman et Bloch et de l'alignement du réseau vertical ([section IX.1](#)) ainsi qu'une étude approfondie des vibrations à éliminer ([section IX.2](#)). L'amélioration graduelle de la spectroscopie Raman, préalable aux premières mesures interférométriques présentées dans ce manuscrit, est résumée à l'aide de la [figure IX.1](#).

L'étude détaillée des effets systématiques sera l'objet d'une thèse ultérieure et est à l'heure de l'écriture de ce manuscrit encore à l'étude.

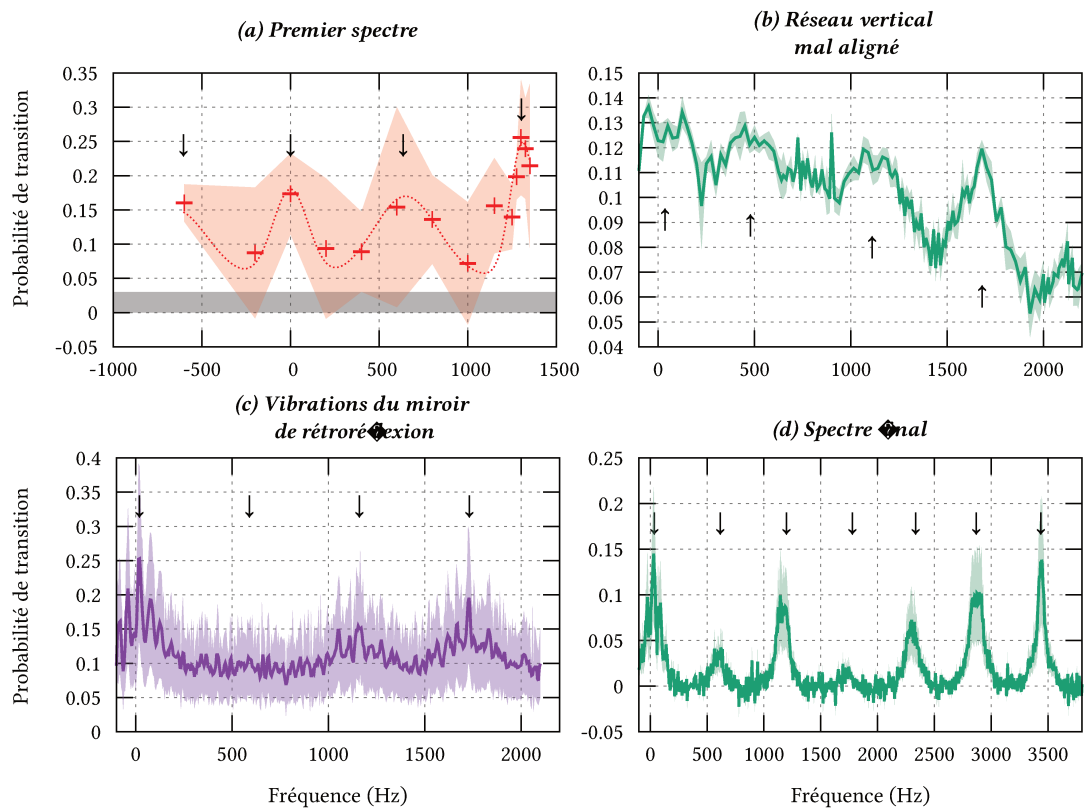


FIG. IX.1. : Amélioration graduelle de la spectroscopie Raman des états de Wannier-Stark à des distances millimétriques du miroir.

- (a) Premier spectre, [section IX.1.1](#) ;
- (b) Réseau vertical mal aligné, [section IX.1.3](#) ;
- (c) Vibrations du miroir de rétro-réflexion, [section IX.2](#) ;
- (d) Spectre final, [section IX.3](#).

Les spectres sont moyennés, les points correspondent aux moyennes et les surfaces grisés aux écarts-type pour chaque fréquence mesurée. On a mis en évidence d'une flèche les positions de pics correspondant à des transitions entre différents puits de l'échelle de Wannier-Stark.

IX.1. Premiers réglages et premiers spectres

IX.1.1. Réglage fin de la polarisation

Nous avons déjà abordé le problème de la polarisation des faisceaux de l'impulsion Raman et de l'ascenseur de Bloch en montrant la manière dont nous avons choisi de les superposer sur notre expérience, voir la [section VII.3.1](#). Nous avons en outre montré, [section III.3](#), l'importance pour nos mesures d'avoir des faisceaux Raman en configuration contra-propageantes, [section III.3](#), raison pour laquelle nous utilisons des polarisations circulaires sur les atomes avec les faisceaux Raman, afin de se débarrasser au maximum du couplage copropageant (voir la [figure VII.10-c](#)).

Dans les anciennes configurations de l'expérience, la circularisation de la polarisation des faisceaux Raman, superposés jusque leur passage dans le modulateur acousto-optique en polarisations linéaires orthogonales, se faisait à l'aide d'une lame quart-d'onde adjointe à une lame demi-onde pour corriger les défauts de polarisation non négligeables induits par les réflexions sur les miroirs. Nous avons à présent remplacé ces lames par deux lames à retard variable à cristaux liquides LCC-1423-B de chez Thorlabs.

Afin de minimiser le couplage copropageant, nous avons donc apporté une attention toute particulière à obtenir la meilleure polarisation circulaire que possible sur les atomes. Plusieurs méthodes sont à notre disposition pour réaliser cela :

1. pour une puissance Raman donnée, minimiser la durée d'une impulsion Rabi π contrapropageante¹ ;
2. mesurer directement l'état de polarisation en insérant un polarimètre commercial² sur le trajet direct du faisceau.

Nous avons principalement utilisé la seconde méthode, plus sensible, en contrôlant simplement les résultats obtenus à l'aide de la première. Une contrainte importante de cette méthode est de ne pas tenter de dévier le faisceau à l'aide de miroirs, cubes (même non polarisants), etc. vers le polarimètre, car ces éléments optiques ont chacun une influence non négligeable sur l'état de polarisation des faisceaux. En pratique, nous disposons d'un espace suffisant au-dessus de la chambre à vide et avant le cube de séparation des faisceaux Raman pour placer cet appareil.

¹On peut aussi utiliser une impulsion copropageante pour cette optimisation.

²Le modèle SK010PA-IR de chez SCHÄFTER+KIRCHHOFF, 2013.

Réglage fin de la polarisation Trois paramètres sont à prendre en compte lors du réglage de nos lambdas variables :

1. l'amplitude crête-à-crête V_c du créneau alimentant la lame;
2. l'angle du plan de la lame à retard variable par rapport au faisceau incident;
3. l'angle qu'a la lame à retard variable dans ce plan.

Nous fixons tout d'abord a priori le second paramètre, l'angle du plan de la lame à retard variable (de l'ordre du degré). Il est en particulier non perpendiculaire aux faisceaux incidents dans le cas de la lame à retard « du haut » (voir [figure iv.4 p. 48](#)), afin d'éviter d'avoir des réseaux parasites en plus.

Choix des points de fonctionnement Pour un angle donné, il apparaît en parcourant les différentes amplitudes V_c possibles que plusieurs points pourraient convenir pour régler notre lame à retard variable, [figure ix.2](#). Pour bien représenter l'évolution de l'état de polarisation, nous avons utilisé les deux représentations suivantes :

- directement sur la sphère de Poincaré³, où chaque point de la courbe $P = f(V_c)$ est repéré par ses trois paramètres de Stokes S_1 , S_2 et S_3 normalisés par $S_0 = I$ (l'intensité du faisceau);
- en traçant en dB le ratio R des puissances mesurées dans les deux polarisations linéaires orthogonales.

Plusieurs points apparaissent convenir, dont on peut améliorer la « qualité » de l'état de polarisation en tournant la lame à retard variable.

- Pour être en configuration linéaire, il s'agit des croisements de la courbe $P = f(V_c)$ avec le plan horizontal, ou des maxima de R , soit les points $V_c \sim 0,97, 1,34, 2$ ou 12 V.
- Pour être en configuration circulaire, il s'agit des minima et maxima de la courbe $P = f(V_c)$, ou des minima de R , soit les points $V_c \sim 0,6, 1,1, 1,5$ ou $2,4$ V.

³Introduite par POINCARÉ, 1892, voir *p. ex.* (HUARD, 1994) pour une présentation en détail de ce formalisme, proche de celui de la sphère de Bloch.

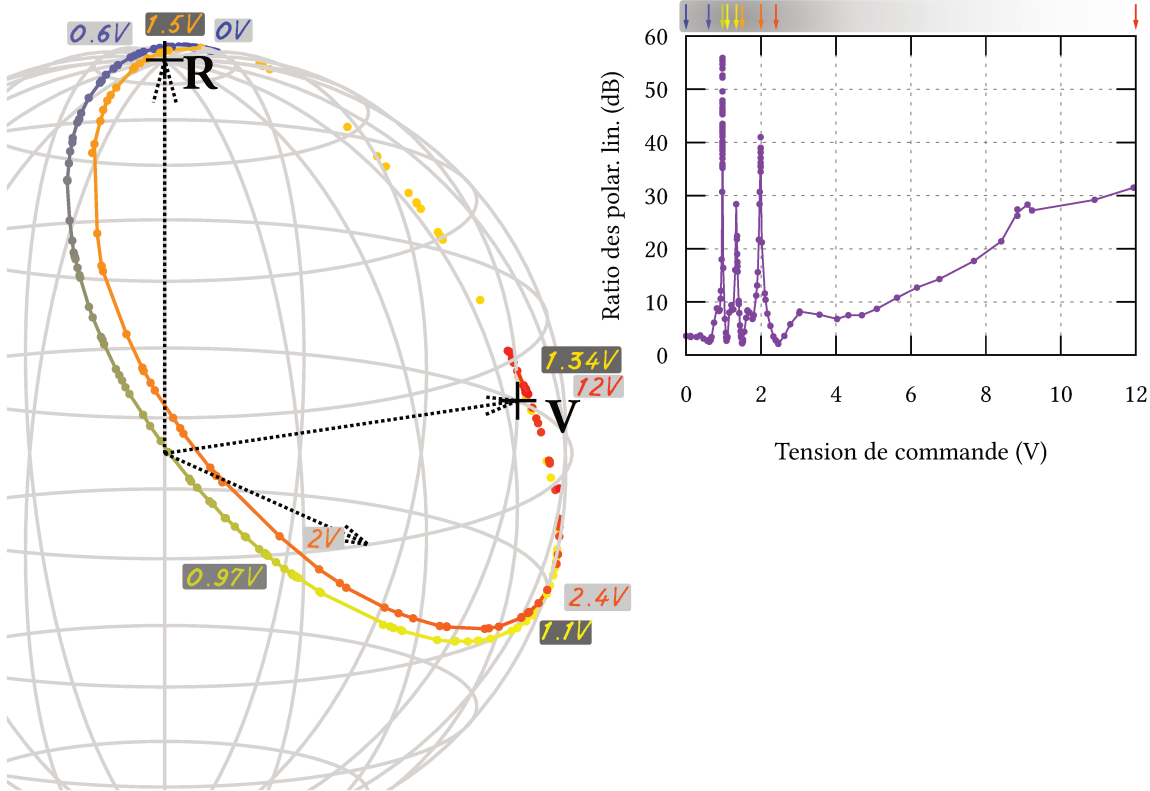


FIG. IX.2. : Pour un angle donné de la lame à cristaux liquide, et pour une polarisation incidente linéaire d'un des faisceaux Raman, points atteignables de la polarisation en variant l'amplitude crête-à-crête V_c du créneau alimentant la lame.

Nous avons représenté ces points, à gauche, sur la sphère de Poincaré (les coordonnées sont les trois paramètres de Stokes normalisés $S_{1,2,3}/S_0$), et à droite avec le ratio des puissances dans chacun des états de polarisations linéaires orthogonales qui est une mesure de la « qualité » de l'état de polarisation.

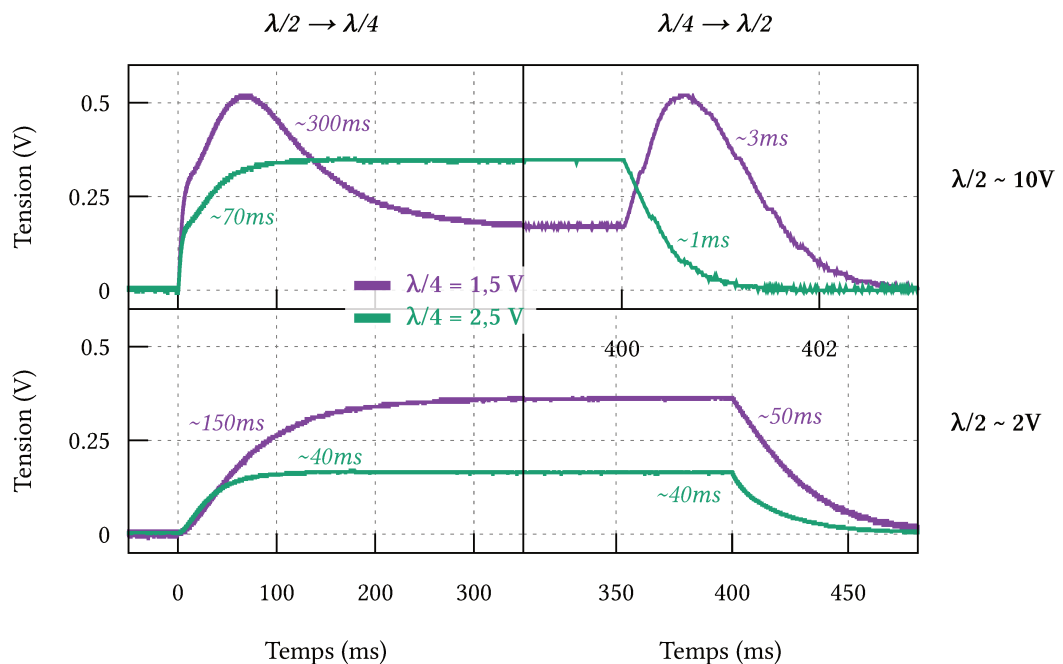


FIG. IX.3. : Mesure sur une photodiode (signal en volt) de la vitesse du passage entre différents points de fonctionnement (indiqué par leurs amplitudes crête-à-crête respectives) des polarisations circulaires ou linéaires sur une lame à retard variable LCC1423-B.

Rapidité du passage de lame quart d'onde à demi-onde Le choix des points de fonctionnement n'est pas anodin car il a une influence sur le temps nécessaire pour passer de l'état $\lambda/2$ à $\lambda/4$ (modulo $\lambda/2$) de la lame à retard variable (de retard maximum λ), et inversement. Figure IX.3, nous comparons ces durées pour les points $V_{lin} \sim 2$ ou 10 V et $V_{circ} \sim 1,5$ ou $2,4$ V. Le couple $(10$ V, $2,5$ V) nous a finalement semblé le plus polyvalent et présente une très grande rapidité dans le sens $\lambda/4$ vers $\lambda/2$.

Si nécessaire, cela nous laisse la possibilité d'accélérer ce passage en ajoutant des lames à retard fixes sur le trajet des faisceaux (*p. ex.* une lame $\lambda/4$), le passage de $\lambda/4$ à $\lambda/2$ pouvant se faire en moins de 5 ms (en haut à droite figure IX.3). Une autre possibilité évoquée par Thorlabs consiste à utiliser la lame à cristaux liquides à des températures plus élevées, pour une durée pouvant être améliorée jusque d'un facteur 3 en maintenant la lame à 70°C au lieu de la température ambiante.

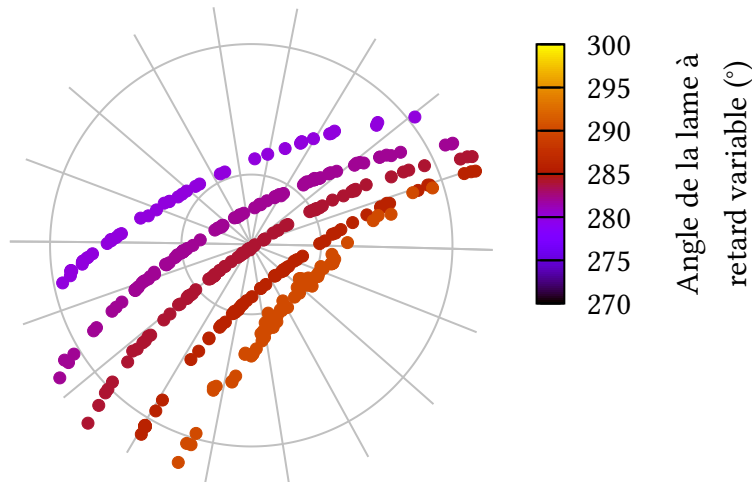


FIG. IX.4. : Exemple d'optimisation de l'angle et de la tension d'une des deux lames à retard variable autour du point de polarisation circulaire. Chaque courbe correspond à une variation de la tension de l'ordre de 0,2 V pour un angle donné de la lame. Le point de fonctionnement voulu correspond au pôle de la sphère de Poincaré, indiqué par le croisement des lignes grisées.

Optimisation finale Ces points de fonctionnement étant choisis, il ne reste plus qu'à trouver pour chacune des deux lames le point de fonctionnement en amplitude crête-à-crête et sur l'angle de la lame qui permet d'obtenir la meilleure polarisation linéaire ou circulaire des faisceaux Raman et Bloch à proximité des atomes, voir [figure ix.4](#) pour un exemple de cette optimisation.

IX.1.2. Amélioration du rapport signal à bruit

Après réglage de la polarisation nous obtenons le (a) de la [figure ix.1](#) p. 140.

Notons que le passage du spectre (a) fortement bruité au spectre (b) de la [figure ix.1](#) correspond aux améliorations du système d'imagerie qui ont été explicitées au [chapitre v](#) sur notre système d'imagerie.

Le spectre (a) était en effet réalisé par imagerie d'absorption sur la chambre du haut :

- seule la population $|F = 2\rangle$ était ainsi imagée et les fluctuations coup à coup du nombre d'atomes n'étaient donc pas éliminées;
- en imagerie d'absorption, un faisceau est dirigé directement sur les atomes, d'où une ombre apparaissant sur nos images par absorption, comme *p. ex.* [figure ix.5](#).

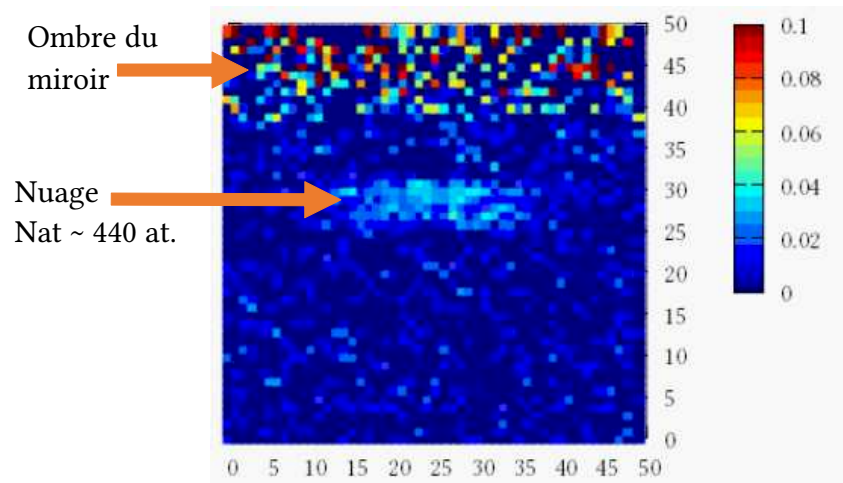


FIG. IX.5. : Exemple d'une image prise par absorption d'un nuage de 440 atomes dans $|F = 2\rangle$.

On obtient ainsi un rapport signal à bruit insatisfaisant de l'ordre de 1 obtenu sur le spectre (a).

On a résolu ce problème en mettant en place notre système d'imagerie par fluorescence, sur fond noir donc avec un bruit de fond fortement réduit. La caméra utilisée est, comme nous l'avons indiqué chapitre v, une caméra CCD à multiplication d'électron, optimisant ainsi le signal mesuré. En outre les deux états hyperfins sont sondés ce qui permet d'éliminer les fluctuations coups à coups du nombre d'atomes.

On passe ainsi d'un bruit de l'ordre de 400 atomes pour l'imagerie par absorption à un bruit de 30 atomes pour l'imagerie par fluorescence. On obtient ainsi le spectre (b) nettement mieux résolu, avec un gain sur le rapport signal à bruit de l'ordre d'un facteur 10. Dans la suite de cette section, nous montrons l'origine de l'élargissement important des pics que nous observons sur ce spectre.

IX.1.3. Alignement du réseau vertical sur les faisceaux Raman

La polarisation ayant été réglée finement, nous avons pu réaliser de premiers spectres Raman co-propageants, puis contra-propageants dans la chambre du haut, figure ix.1-a et -b p. 140. L'amélioration du rapport signal à bruit entre ces deux images a été permise par la mise en place des systèmes d'imagerie décrits au chapitre v :

- le spectre (a) a ainsi été obtenu par un long moyennage de mesures prises en

absorption (environ 50 à 100 images par point), où n'est mesuré que le nombre d'atomes dans $|F = 2\rangle$, le ratio entre les deux états hyperfins est estimé à l'aide d'une mesure du nombre total d'atomes dans les deux états ;

- la spectre (b) correspond à une mesure des deux états à l'aide de l'imagerie par fluorescence in-situ.

L'utilisation de l'imagerie à l'aide des nappes de fluorescence a d'abord été utilisée sur des spectres Raman co-propageants, dont le contraste est bien meilleur, afin d'améliorer progressivement l'alignement des faisceaux pour des hauteurs croissantes de lancers avec notre ascenseur de Bloch.

Le spectre obtenu [figure IX.1-b](#) reste toutefois difficile à interpréter ; il présente de nombreuses bandes latérales ainsi qu'un fond de hauteur variable avec le décalage de fréquence des faisceaux Raman. Nous sommes donc repassé à l'utilisation d'un miroir externe à la chambre à vide, solidaire mécaniquement avec le miroir Raman, pour mettre de côté les problèmes de vibration étudiés [section IX.2](#). Il est ainsi apparu, comme on l'illustre [figure IX.6](#), que la cause des bandes latérales et du fond observé était l'existence d'un angle de l'ordre de la dizaine de mrad entre le réseau vertical à 532 nm et les autres faisceaux (de l'impulsion Raman et du confinement transverse). Ce phénomène a déjà été rencontré sur Forca-G mais dans le cas d'un mauvais alignement du faisceau de confinement transverse avec les faisceaux Raman, voir [section III.3.4](#).

IX.1.4. Horizontalité du miroir

Ce problème ayant été identifié, on peut revenir au miroir interne pour le réseau vertical, et s'assurer désormais de l'aligner de manière parfaitement parallèle au miroir Raman. Ceci impose donc que tous les faisceaux verticaux soient parfaitement superposés, il s'agit d'une contrainte en plus en particulier pour notre ascenseur de Bloch, du fait de l'inévitable réseau parasite formé par le faisceau Bloch B1, venant du bas, sur le miroir du réseau vertical (voir [figure VII.18](#)).

On souhaite par ailleurs ne pas avoir d'angle entre les faisceaux Raman et la verticale, donc cela impose de superposer l'ensemble des faisceaux parallèlement à \vec{g} . Ce réglage avait été accompli par PELLE, 2013, d'abord à l'aide d'un miroir liquide avec une précision de l'ordre de 1,7 mrad, puis à l'aide de la mesure de la fréquence de Bloch, en contrôlant l'inclinaison de la table optique elle-même, avec une précision de 0,3 mrad sur l'angle de tangage et de 3,2 mrad sur l'angle de roulis, menant à un biais de $3,910^{-6}$ en relatif sur la mesure de la fréquence de Bloch.

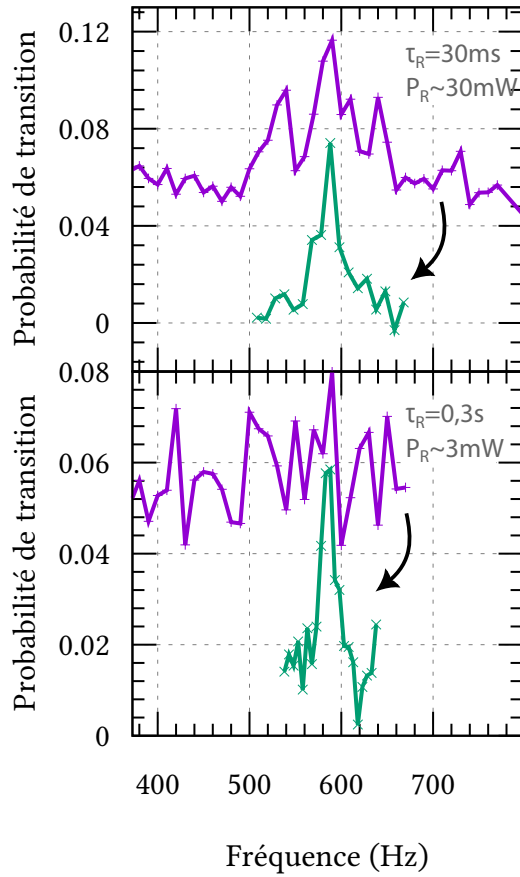


FIG. IX.6. : Balayage de la fréquence Raman, pour deux puissances différentes, autour d'une fréquence de Bloch ν_B , dans le cas où on utilise le miroir externe à la chambre pour la rétro réflexion du réseau vertical, comme en [figure VII.4](#). En violet, le miroir est dans sa position de départ, non perpendiculaire au \vec{k}_{eff} des Raman. On le réaligne pour obtenir les spectres indiqués en vert.

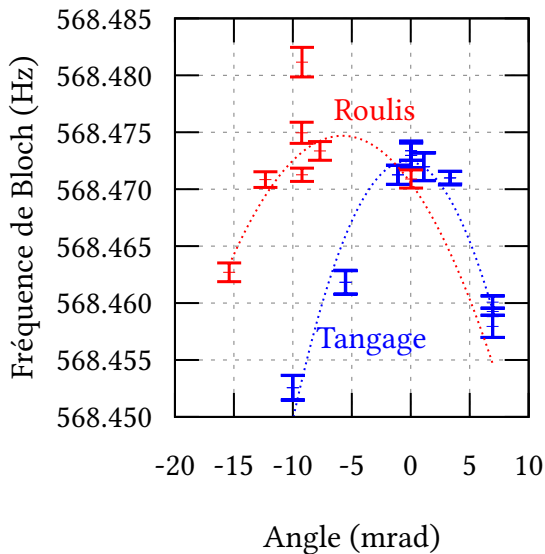


FIG. IX.7. : Mesure de la fréquence de Bloch pour différents angles parallèlement (tangage) ou perpendiculairement (roulis) à l'axe de translation du miroir du réseau vertical, réalisée dans la thèse de PELLE, 2013, p.144. Cette mesure n'a pas encore été refaite dans notre nouvelle configuration.

Pour réaliser ce nouvel alignement, nous avons choisi d'utiliser le réseau vertical comme référence de verticalité, en l'alignant sur lui-même à l'aide d'un miroir liquide, comme illustré figure ix.8. On procède en deux étapes :

1. on aligne le réseau vertical sur sa rétro-réflexion sur un miroir liquide d'eau à l'aide des optiques en amont des chambres à vide ;
2. on réalise à nouveau cette rétro-réflexion à l'aide du miroir interne ce qui permet de le réaligner.

On peut ainsi évaluer la précision de ces divers angles :

- l'alignement du réseau vertical par rapport à la verticale est d'environ 1,5 mrad, avec une distance du miroir photographié en (A) et en (B) à l'interface air-eau de 2,6 m pour une incertitude sur la superposition $\leq 0,3$ mm ;
- l'alignement du miroir vertical a la même incertitude ;
- pour l'alignement des faisceaux Raman et de l'ascenseur de Bloch sur celui du réseau vertical, on détourne le chemin des faisceaux à l'aide d'un miroir intercaire, afin de la vérifier à des distances de l'ordre de 20 m pour une incertitude de l'ordre de 0.25 cm, soit une précision de 0,1 à 0,2 mrad. On peut aussi vérifier les alignements par interférométrie optique de type Michelson entre les miroirs des faisceaux Raman et du réseau optique à 532 nm.

Chapitre ix. Mesures proche du miroir Raman

Du fait des modifications apportées au faisceau de confinement transverse, sa verticalité est plus compliquée à vérifier optiquement (sa distance de Rayleigh étant trop faible); on utilise donc plutôt la méthode décrite en [section III.3.4](#) pour leur alignement (par élimination des bandes latérales dans un spectre Raman contra-propageant des états de Wannier-Stark).

À l'issue de ces nouveaux alignements, nous obtenons le spectre (c) de la [figure IX.1](#) p. 140.

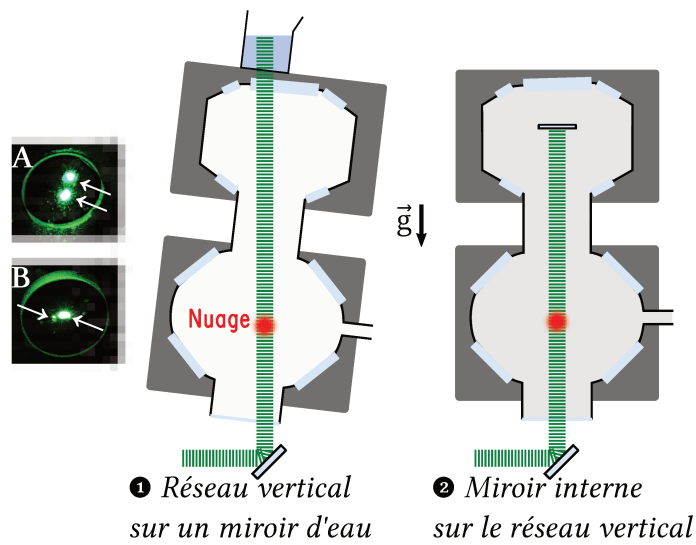


FIG. IX.8. : Processus utilisé pour l'alignement du miroir du réseau vertical. Les photographies sont prises sur deux miroirs différents, l'un (A) après le modulateur acousto-optique du laser Verdi et l'autre (B) avant. On observe ainsi plusieurs ordres de diffraction du faisceau retour en (B). Les photographies (A) et (B) ont été prises dans un cas où les faisceaux sont désalignés. Il faut superposer les deux faisceaux en (A), et en (B) superposer la tache de diffraction de l'ordre 1 du retour avec le faisceau aller (qui n'est pas diffracté).

IX.2. Gestion & élimination des vibrations du miroir interne

En résolvant le mauvais alignement des faisceaux verticaux entre eux, nous sommes passés du spectre (b) au spectre (c) de la figure IX.1 p. 140. De nombreuses bandes latérales restent encore à être expliquées puis éliminées sur ce dernier spectre.

IX.2.1. Bandes latérales dues aux vibrations

Hamiltonien pour une vibration monochromatique Considérons l'effet d'une modulation de la position du miroir de rétro-réflexion sur les atomes. Pour simplifier, on se restreint d'abord au cas où cette vibration est monochromatique $\xi_0 \cos \gamma_0 t$, c'est-à-dire que le potentiel défini équation (II.2)⁴ devient simplement :

$$U(z) = \frac{U_0}{2}(1 + \cos [2k(z + \xi_0 \cos \gamma_0 t)])$$

Soit l'hamiltonien :

$$\hat{H}_v = -\frac{\hat{p}^2}{2m_{Rb}} + \frac{U_0}{2}(1 + \cos [2k(\hat{z} + \xi_0 \cos \gamma_0 t)]) - mg\hat{z}$$

On peut simplifier cet hamiltonien en appliquant à la fonction d'onde $|\psi\rangle$ correspondante les transformations suivantes (DRESE et HOLTHAUS, 1997) :

$$\psi(z, t) = K_1 K_2 \psi'(z, t)$$

Avec :

$$K_1 = \exp \left[\frac{i}{\hbar} p \xi_0 \cos \gamma_0 t - \frac{i}{8\hbar} m_{Rb} \xi_0^2 \gamma_0 \sin 2\gamma_0 t \right]$$

$$K_2 = \exp \left[\frac{i}{\hbar} m_{Rb} \xi_0 \gamma_0 \sin \gamma_0 t \right]$$

Et l'hamiltonien pour $|\psi'\rangle$ peut s'écrire en fonction de H_{WS} , l'hamiltonien de Wannier-Stark défini équation (II.4) :

$$\hat{H}_v = \hat{H}_{WS} + m_{Rb} \xi_0 \gamma_0^2 \hat{z} \cos \gamma_0 t - \frac{1}{4} \xi_0^2 \gamma_0^2 m_{Rb}$$

$$\hat{H}_v = \hat{H}_{WS} + K_0 \hat{z} \cos \gamma_0 t - U_p$$

⁴Les deux faisceaux rétro-réfléchis sont supposés de puissance égale, donc $m = 1$.

On se retrouve avec une expression semblable à celle que nous avons rencontré lorsque nous avons étudié l'interaction de nos atomes avec un champ monochromatique de fréquence γ_0 où on a noté $K_0 = m_{Rb} \xi_0 \gamma_0^2$ la jauge de couplage avec ce champ. $U_p = \frac{1}{4} \xi_0^2 \gamma_0^2 m_{Rb}$ correspond à l'énergie pondéromotrice, c'est à dire l'énergie moyenne acquise par une particule dans le champ, ici négligeable. On peut donc réécrire l'hamiltonien sous la forme de l'équation [équation \(vi.1\)](#) :

$$\hat{H}_v = \hat{H}_0 + \frac{U_0}{2} \cos 2k\hat{z} - F_v(t)\hat{z} \quad (\text{IX.1})$$

Avec $F_v(t) = mg - K_0 \cos \gamma_0 t$.

Ce rapide traitement théorique met en évidence une autre méthode pour manipuler notre nuage d'atomes, de manière similaire à notre ascenseur de Bloch, mais en modulant cette fois-ci la position du miroir de rétro réflexion du miroir du réseau vertical. Cette idée, introduite dès DUNLAP et KENKRE, 1986 a été depuis appliqué dans de nombreux schémas expérimentaux différents⁵.

Effet tunnel Cette correspondance avec l'hamiltonien de l'ascenseur de Bloch, [équation \(vi.1\)](#), nous permet de mettre en évidence que, de manière similaire aux résonances que l'on a illustré [figure vi.5](#), lorsque la fréquence de modulation de la position du miroir est à résonance avec la fréquence de Bloch de l'échelle de Wannier-Stark, c'est-à-dire si $\gamma_0 = l \omega_B, l \in \mathbb{N}^*$, les atomes peuvent passer d'un puits à l'autre par effet tunnel. Cette technique a notamment été mise en œuvre dans l'équipe de G. Tino (LENS) pour des mesures de gravité ainsi que dans leur expérience visant à mesurer la force de Casimir-Polder (ALBERTI, 2010).

Vibrations polychromatiques Dans notre cas, l'oscillation du miroir n'est pas contrôlée et donc a priori elle n'est pas monochromatique. En la décomposant en série de Fourier, on constate qu'on peut réappliquer le traitement précédent en obtenant pour la force externe l'expression :

$$F_v(t) = mg - \sum_{n \in \mathbb{R}} K_n \cos(\gamma_n t + \phi_n) \quad (\text{IX.2})$$

L'effet tunnel décrit plus haut peut donc se produire pour différentes combinaisons de γ_n . Par exemple, pour deux vibrations $\omega_B \pm \Delta\omega$, cela revient à une excitation $2\omega_B$,

⁵On pourra *p. ex.* se reporter à l'article de synthèse (ECKARDT, 2017) ou encore au chapitre 11 de (KESHAVAMURTHY et SCHLAGHECK, 2011).

etc. Ceci permet donc d'expliquer les nombreux pics latéraux qu'on observe sur le spectre figure IX.1-b.

IX.2.2. Étude du bruit de vibration

Pour éliminer ces bandes latérales, nous avons analysé l'origine des principales sources de bruit sur l'expérience. Le dispositif expérimental complet est monté sur une table l'isolant des vibrations du sol. Figure IX.9, nous avons représenté la chambre du haut, vue de dessus. On peut manipuler le miroir interne à l'aide du soufflet (S). Deux platines en bout de soufflet permettent de translater le miroir.

Le dispositif repose initialement sur la table flottante *via* les points (Bg) et (Bd), par l'intermédiaire d'un assemblage de profilés en aluminium de marque Elcom. Le reste de l'expérience (*p. ex.* la caméra (C) ou les optiques sur notre schéma) sont fixés mécaniquement à la table.

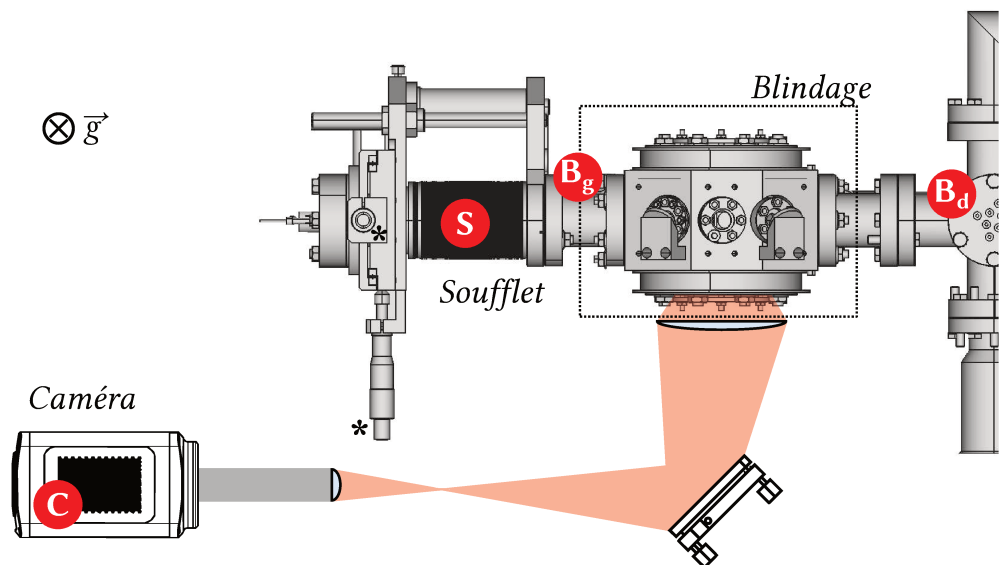


FIG. IX.9. : Vue de dessus de la chambre du haut, le blindage magnétique étant représenté par un trait fin en pointillé.

Afin d'évaluer les principales sources de bruit à éliminer, nous avons posé un accéléromètre en deux points de mesure : au niveau du soufflet (S) et sur la caméra (C). Nous utilisons un accéléromètre commercial Titan de marque Nanometrics⁶ et nous acquérons le signal à l'aide d'un oscilloscope. Nous avons vérifié au préalable que nous sommes quelques ordres de grandeur au-dessus du bruit de lecture⁷.

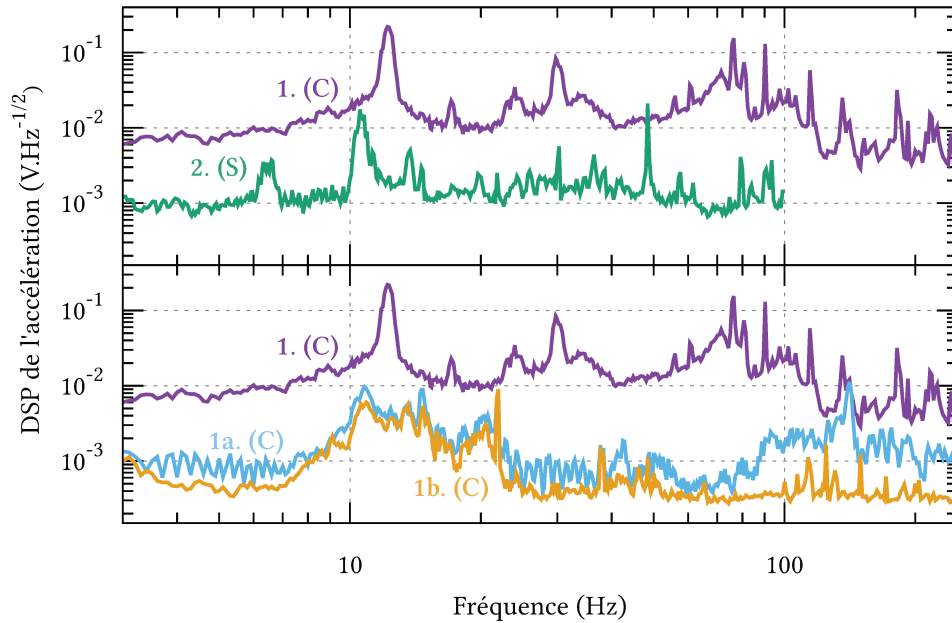


FIG. IX.10. : Densité spectrale d'amplitude du signal de l'accéléromètre, mesuré en volts. En haut, mesuré lors d'une séquence normale de mesure, avec l'accéléromètre posé sur la caméra (C) ou sur le soufflet (S). Les autres courbes correspondent à une extinction de la caméra (1a), de la caméra et de l'ensemble des interrupteurs électro-mécaniques (1b).

Figure ix.10 nous avons tout d'abord mesuré le bruit de vibration. Il est plus important sur la caméra (C) que sur le soufflet (S), ce qui est attendu puisque lors de cette mesure la chambre à vide n'est que posée sur les profilés aluminium. Comme on l'observe, deux sources importantes de bruit sont dus à la caméra (qui est refroidie à l'aide

⁶On peut se reporter à la thèse de GAUTIER, 2022, annexe C, pour un état de l'art récent de capteurs de vibration et sismomètres actuellement disponibles sur le marché.

⁷Mesuré sur l'une des voies munie d'un bouchon 50 Ω.

d'un ventilateur, d'où une source de bruit non négligeable) et aux différents interrupteurs mécaniques que nous utilisons, y compris ceux qui ne sont pas situés sur la même table optique.

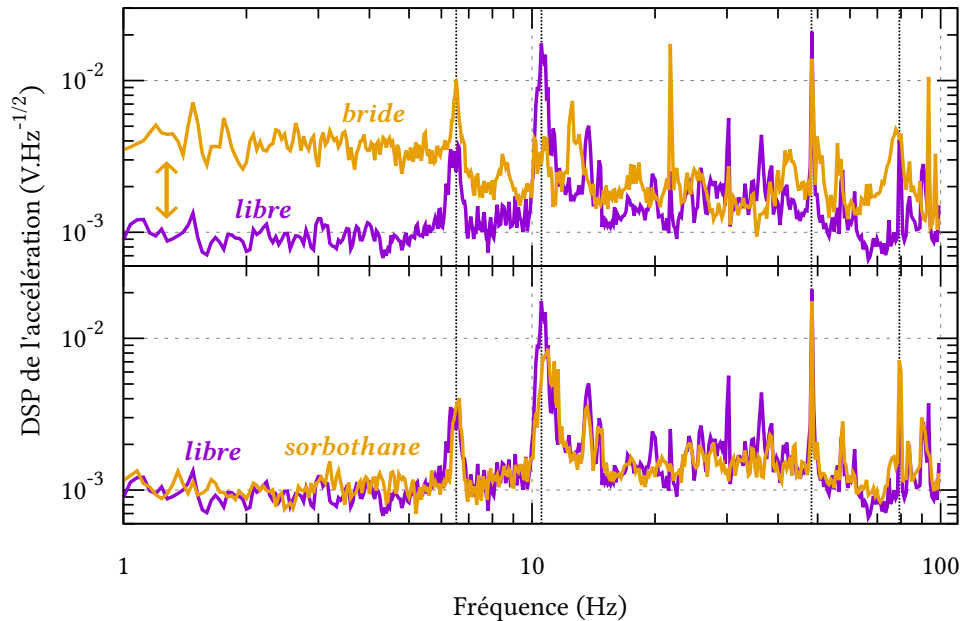


FIG. IX.11. : Densité spectrale de puissance du signal de l'accéléromètre, mesuré en volts. On compare le bruit de vibration du soufflet laissé libre à celui obtenu :

- sur la figure du haut, en fixant mécaniquement le soufflet au reste de l'expérience avec une bride ;
- sur la figure du bas, en l'enserrant dans des blocs de polymères synthétiques viscoélastiques de marque Sorbothane.

IX.2.3. Contrainte sur le soufflet

Comme on l'a vu plus haut, [section IX.1.3](#), il n'est pas seulement nécessaire de diminuer ces vibrations mais aussi de pouvoir régler finement l'horizontalité du miroir interne.

Tout d'abord il n'est pas envisageable de simplement lier mécaniquement le soufflet au reste de la table optique. Cette solution n'est pas bonne comme on l'observe

figure ix.11 p. 156 car elle conduit à maximiser le bruit de vibration à basse fréquence. La solution que nous avons adoptée est illustrée figure ix.12 p. 158 (voir aussi figure ix.9 p. 154 pour une vue de dessus), où nous conservons le point de contact (Bd), en rouge. Le bout du soufflet (S), en bleu, est enserré entre quatre blocs de sorbothane⁸ dont les hauteurs sont réglables à l'aide de quatre platines de translation (Hg), (Hd), (Dg) et (Dd), et permettent d'appliquer une torsion à l'expérience entière, et indirectement au miroir interne (de l'ordre de la dizaine de mrad). Nous ajoutons en outre un second point de contact au niveau de la pompe (en orange) pour contraindre l'ensemble de la chambre à vide. Une contrainte est de ne pas entraver le déplacement des platines (*) déjà mentionnées et qui permettent de translater le miroir à l'intérieur de la chambre.

IX.2.4. Suppression des bandes latérales

Ce nouveau dispositif nous permet de filtrer une grande partie des vibrations mécaniques et d'obtenir le spectre Raman contrapropageant de la figure ix.13. Des bandes latérales espacées d'une fréquence de 95 (1) Hz depuis les différents ordres des transitions de Wannier-Stark sont encore visibles. La source de vibration a ici été facilement identifiable comme étant l'obturateur mécanique permettant de couper l'imagerie de fluorescence ou d'absorption, comme expliqué au chapitre v. Nous l'avons simplement déplacé en amont de la fibre, comme indiqué sur le schéma de la figure iv.15 pour obtenir le spectre des états de Wannier-Stark figure ix.1.

Nous parvenons finalement à supprimer les bandes latérales pour obtenir le spectre (d) de la figure ix.1 p. 140, bien résolu et où chaque pic correspond à une transition d'un puits à un autre de l'échelle de Wannier-Stark.

⁸Un polymère synthétique viscoélastique d'uréthane vendu par l'entreprise du même nom et couramment utilisé pour amortir des vibrations mécaniques ou acoustiques.

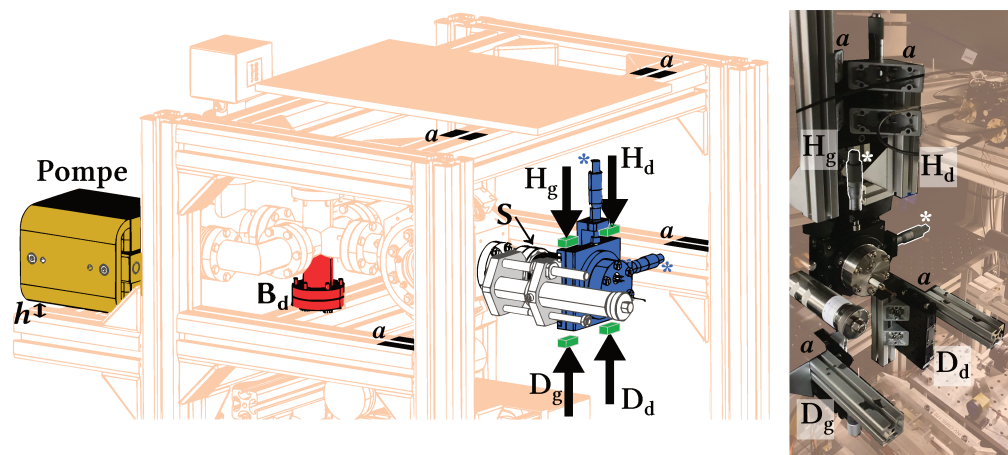


FIG. IX.12. : Vue en perspective de la chambre du haut, où on a représenté les quatre platines (H_g), (H_d), (D_g) et (D_d) permettant de contraindre et d'isoler mécaniquement le soufflet par des flèches. Les platines sont fixées à la table optique par le biais des points de contact (H_g), (H_d), (D_g) et (a).

ix.2. Gestion & élimination des vibrations du miroir interne

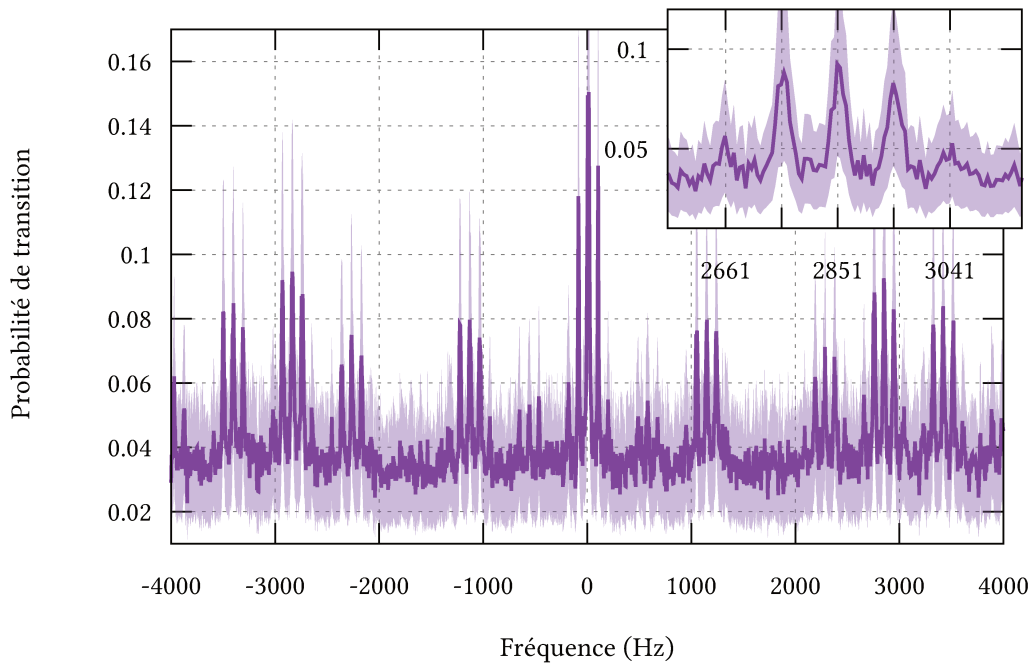


FIG. IX.13. : Spectre contra-propageant avec des vibrations issues d'obturateurs électro-mécaniques.

IX.3. Une première tentative de mesure spectroscopique de la force à courte distance

Dans un premier temps, nous avons tenté de réaliser des mesures de force par spectroscopie Raman contrapropageantes à différentes distances du miroir Raman. Pour cela, il convient de se rapprocher de la limite de Fourier pour la résolution spectrale, c'est-à-dire une largeur à demi-hauteur correspondante à celle du sinus cardinal carré de $\pi\nu\tau$, soit $\delta\nu \sim 0.89/\tau$. On diminue donc la puissance du faisceau de confinement transverse figure IX.14.

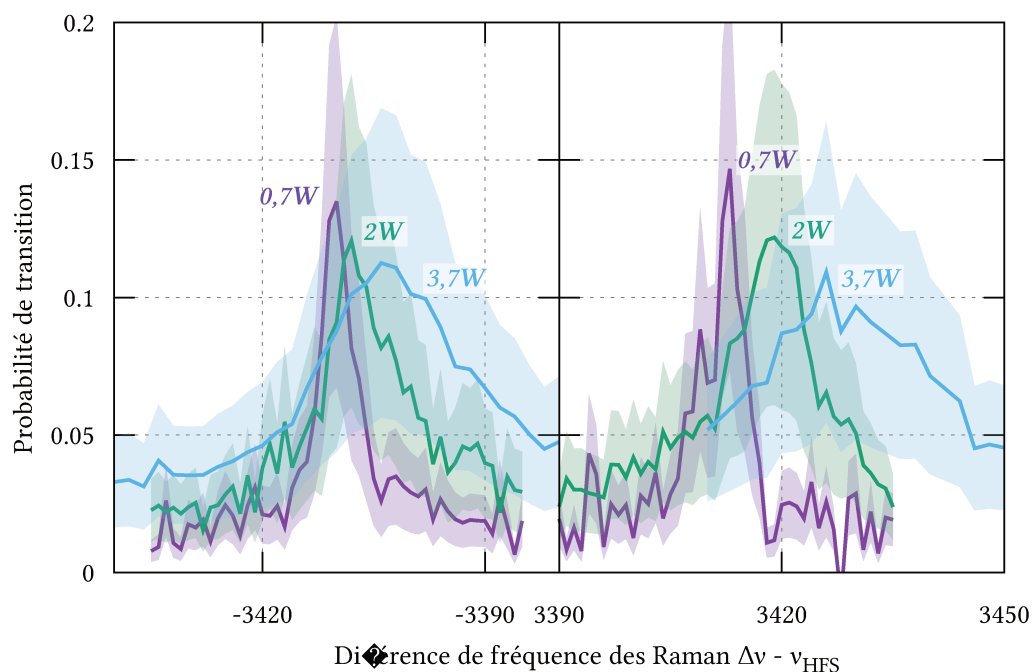


FIG. IX.14. : Pics à $\pm 6\nu_B$ pour différentes puissances du faisceau de confinement transverse, à puissance et durée d'impulsion Raman constante (0,5 mW pendant 600 ms).

La diminution de la puissance du confinement transverse s'accompagne toutefois de deux phénomènes dérangeants pour nos mesures : une diminution du rapport signal à bruit, nous empêchant de diminuer à volonté cette puissance, et une déformation du signal, que l'on peut quantifier à l'aide du coefficient d'asymétrie (le moment d'ordre 3 de la variable centrée réduite pour notre signal). Cette asymétrie nous empêche de

ix.3. Une première tentative de mesure spectroscopique de la force à courte distance

nous asservir sur un pic de la spectroscopie Raman, suivant la méthode expliquée au [chapitre III](#), car elle rajoute un biais difficile à interpréter à notre mesure.

Du fait de cette asymétrie, la fréquence centrale obtenue en s'asservissant à mi-hauteur du pic est décalée de celle recherchée. Pour y remédier, on peut tenter de s'asservir à différentes hauteurs du pic afin d'obtenir une meilleure estimation de la fréquence recherchée en combinant ces diverses intégrations à l'aide d'un ajustement de courbe. Les résultats obtenus par cette méthode se sont toutefois révélés bruités et éloignés des valeurs théoriques attendues, voir [figure ix.15](#).

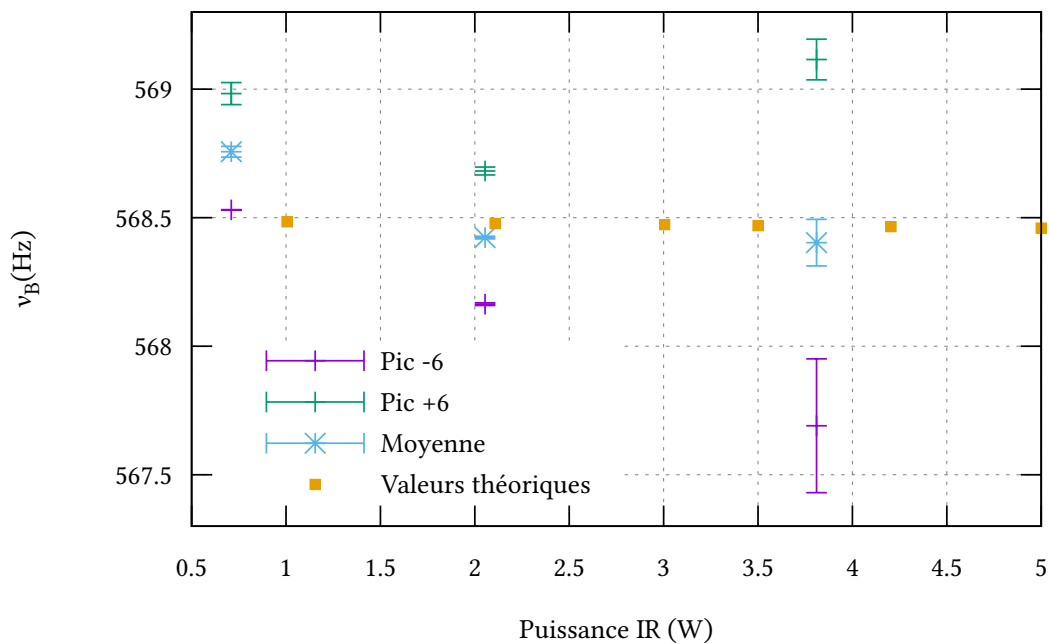


FIG. ix.15. : Tentative de mesurer le biais sur la fréquence de Bloch ν_B dû au faisceau de confinement transverse en s'asservissant sur deux pics différents de l'échelle de Wannier-Stark. L'asymétrie des pics conduit à des valeurs incohérentes entre les différentes mesures car elle rend difficile l'évaluation de la fréquence centrale, en particulier pour des pics plus étalés (lorsqu'on augmente la puissance du confinement transverse).

IX.4. Conclusion

Grâce à notre méthode de transport, nous avons été capable de réaliser une spectroscopie des états de Wannier-Stark de nos atomes de rubidium à proximité du miroir du réseau à 532 nm auprès duquel nous réalisons nos mesures de force. Pour y parvenir, il nous a fallu :

- améliorer le système d'imagerie pour passer du spectre (a) fortement bruité au spectre (b) non bruité mais présentant des pics fortement élargis ;
- aligner l'ensemble des faisceaux sur la verticale pour passer du spectre (b) au spectre (c) qui présente encore de nombreuses bandes latérales ;
- supprimer les vibrations à l'aide de sorbothane et de brides (permettant de conserver l'alignement du miroir du réseau à 532 nm) pour passer du spectre (c) au spectre (d) satisfaisant.

Pour réaliser une mesure de la force à courte distance s'exerçant entre notre nuage d'atomes de rubidium et le miroir du réseau à 532 nm, nous allons dans le chapitre suivant réaliser non pas une mais deux transitions Raman $\pi/2$ séparées d'un temps T . Ceci nous permettra, selon la méthode décrite au [chapitre III](#), de réaliser un interféromètre Ramsey-Raman et de remonter, en alternant les mesures sur des pics $\pm l$, à la fréquence de Bloch de notre échelle de Wannier-Stark, et de là aux éventuelles forces s'appliquant sur nos atomes.

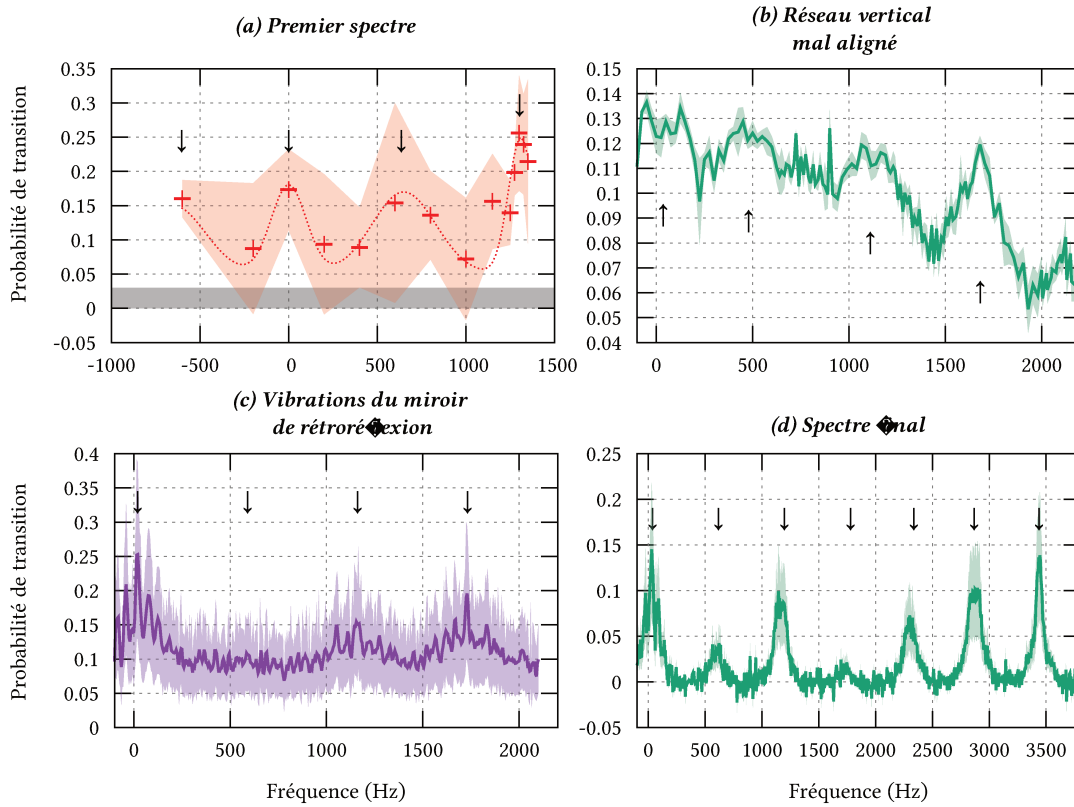


FIG. IX.16. : Amélioration graduelle de la spectroscopie Raman des états de Wannier-Stark à des distances millimétriques du miroir.

- (a) Premier spectre, [section IX.1.1](#) ;
- (b) Réseau vertical mal aligné, [section IX.1.3](#) ;
- (c) Vibrations du miroir de rétro-réflexion, [section IX.2](#) ;
- (d) Spectre final, [section IX.3](#).

Les spectres sont moyennés, les points correspondent aux moyennes et les surfaces grisés aux écarts-type pour chaque fréquence mesurée. On a mis en évidence d'une flèche les positions de pics correspondant à des transitions entre différents puits de l'échelle de Wannier-Stark. Figure identique à la figure IX.1.

Chapitre X.

Vers une première mesure de l'effet Casimir-Polder sur Forca-G

COMME NOUS L'AVONS VU au précédent chapitre, nous sommes à présent capables de réaliser un spectre résolu des états de Wannier-Stark à proximité du miroir du réseau vertical à 532 nm, où nous souhaitons réaliser nos mesures de force.

Pour réaliser une première mesure de force à courte distance, nous réaliserons à présent un interféromètre de type Ramsey-Raman. Pour être capable d'observer le potentiel de Casimir-Polder, il nous faut une résolution de l'ordre de la dizaine de mHz au Hz pour des distances de 1 à 10 μm . Nous vérifions préalablement que nous sommes capables d'obtenir cet ordre de précision.

Il est en outre important de connaître précisément la distance atome-surface pour pouvoir placer nos points de mesure, dont on varie la hauteur à l'aide de notre ascenseur de Bloch.

Nous présenterons enfin une analyse succincte de notre première mesure de forces à courte distance.

X.1. Calibration de la distance au miroir

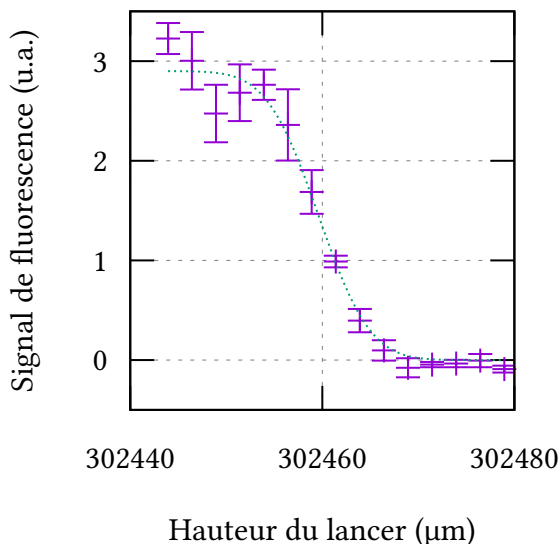


FIG. x.1. : Exemple de caractérisation de la position du miroir, en faisant varier la hauteur du lancer à l'aide de l'ascenseur de Bloch décrit [partie III](#). On évalue le diamètre à $1/e^2$ du nuage à l'aide d'un ajustement de courbe. Il est ici de $8 \mu\text{m}$.

La force que nous souhaitons mesurer entre notre nuage d'atomes de rubidium et notre surface diélectrique, le miroir du réseau à 532 nm , est dépendant de la distance séparant ces deux objets. Le transport de Bloch nous permet de déterminer de manière exacte (à la fois juste et fidèle (JCGM, 2008)) la distance parcourue par les atomes, toutefois la position finale des atomes ne dépend pas seulement de cette distance mais aussi de la position initiale des atomes (au croisement des deux bras du piège dipolaire croisé dans lequel on les évapore, voir [chapitre IV](#)) et de celle du miroir.

Ainsi pour varier la distance au miroir, on varie les paramètres du transport de Bloch, mais il nous faut préalablement calibrer la distance exacte au miroir pour l'un des lancers. À noter que cette calibration doit être réalisée régulièrement, du fait des déformations mécaniques de notre dispositif expérimental, comme expliqué [section VIII.4](#) au sujet de l'analyse de la stabilité de notre méthode de transport, et comme nous le

x.1. Calibration de la distance au miroir

verrons à nouveau plus loin [section x.2](#) en analysant la stabilité de nos premières intégrations.

Du fait des inévitables angles entre l'axe d'observation et le plan du miroir, il est difficile d'évaluer la distance atome-miroir à l'imagerie. Pour mesurer précisément cette distance, nous avons donc choisi d'écraser le nuage d'atomes sur la surface et de mesurer le nombre d'atomes résiduels par imagerie de fluorescence, en variant la distance de lancer avec les paramètres de l'ascenseur de Bloch. On obtient une figure du type de celle présentée [figure x.1](#) p. 166.

Un ajustement de courbe nous permet alors de remonter aisément à la position exacte du miroir par rapport aux atomes, c'est-à-dire par rapport à la hauteur du lancer des atomes à l'aide de l'ascenseur de Bloch. Elle nous fournit en outre une mesure de la taille verticale du nuage, de $\sigma_z \sim 8 \mu\text{m}$.

Conséquences Cette méthode de mesure a le défaut de nous faire écraser des atomes sur la surface. Toutefois, il faut noter que lors de notre méthode de transport, nous en écrasons déjà une partie sur le miroir : les atomes qui ne sont pas bien décélérés à l'issue du transport. Il n'y a donc probablement pas une grosse différence en terme de pollution du miroir.

Une autre méthode de mesure est néanmoins possible : il est en effet possible d'imager par fluorescence à la fois notre nuage d'atomes et sa réflexion dans le miroir du réseau à 532 nm. En variant les distances sans aller jusque l'écrasement, on peut ajuster pour obtenir là encore la position du miroir par rapport aux atomes. Nous avons vérifié que cette seconde méthode donne bien le même résultat que la précédente, toutefois elle est moins précise du fait de l'extension plus importante du nuage en imagerie par fluorescence (voulue afin de maximiser le signal).

Notre nuage a une taille de $8 \mu\text{m}$: cela n'est pas non plus sans conséquence. En effet pour les distances inférieures à cette taille de nuage, il sera nécessaire d'écraser une partie du nuage sur le miroir pour réaliser la mesure interférométrique de la fréquence de Bloch. Cela comporte à la fois le défaut de risquer de polluer notre miroir avec nos atomes de rubidium, ainsi que de diminuer notre signal interférométrique.

X.2. Premiers interférogrammes

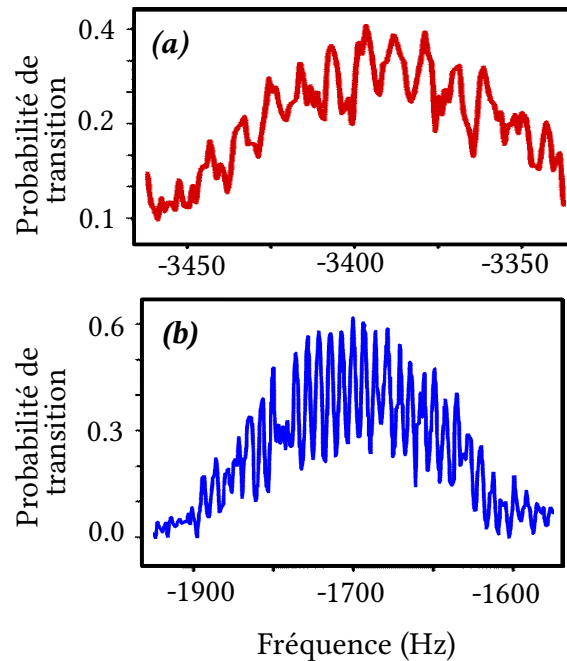


FIG. x.2. : Franges d'interférence obtenues dans la cellule du bas (b) (PELLE et al., 2013) et proches du miroir (a). Les mesures ont été réalisées pour des impulsions Raman de 5 ms et un temps $T = 100$ ms entre les deux impulsions Raman $\pi/2$.

La profondeur du réseau à 532 nm n'est toutefois pas identique sur les deux mesures, $U_0 = 3.9 E_r$ pour (b) et de $2 E_r$ pour (a). On observe le pic 3 pour (b) et le pic 6 pour (a).

Comme nous l'avons au chapitre précédent, nous disposons à présent de la capacité de réaliser des transitions Raman à proximité de notre miroir. Pour réaliser une mesure de la fréquence de Bloch et de l'effet de la présence du miroir sur celle-ci, nous souhaitons à présent réaliser des mesures interférométriques de type Ramsey à différentes distances de la surface. En réalisant deux impulsions Raman $\pi/2$ séparées d'un temps T , nous sommes ainsi capables de distinguer des franges d'interférence comme sur la sous-figure x.2-(a).

En comparant cette figure à un interférogramme que l'on obtenait dans la chambre du bas, sous-figure x.2-(a), on constate une importante perte de contraste. Nous attribuons cette chute à des effets d'inhomogénéités de nos potentiels lumineux à proximité

du miroir et qui devront faire l'objet d'études et de calibrations ultérieures. En alternant toutefois la mesure interférométrique sur des pics $\pm\Delta l$ (les pics ± 6 *p. ex.*), nous sommes capables de remonter à la fréquence de Bloch ν_B de notre échelle de Wannier-Stark.

Résolution atteignable sur notre mesure Pour compenser la perte de signal interférométrique à l'approche du miroir, nous intégrons notre mesure sur un temps plus long, en supposant que les paramètres expérimentaux restent stables, suivant la méthode indiquée au [chapitre III](#). On représente [figure x.3](#) [figure x.3](#) une mesure de la stabilité d'une telle mesure pour deux positions du nuage par rapport au miroir du réseau à 532 nm : l'une proche de 5 μm (en bleu), et l'autre distante de 100 μm . Le bruit de lecture est plus important pour la mesure à 5 μm . Nous attribuons deux causes à ce phénomène :

- à proximité du miroir, le fond de nos images est plus bruité, du fait du passage du faisceau d'imagerie à travers le miroir (voir [chapitre v](#) p. 67);
- comme nous l'avons vu, une partie du nuage est écrasée à proximité du miroir, car sa taille est d'environ 8 μm .

À long terme, l'erreur est plus importante pour la mesure proche du miroir. Cela rejoint l'analyse déjà réalisée [section VIII.4](#) lors de l'étude des performances de notre ascenseur de Bloch : la position du miroir ou de la position initiale dans le temps n'est pas suffisamment stable dans le temps. L'apparition d'un effet sur la mesure de la fréquence de Bloch pour la courte distance seulement est un premier signe que nous sommes capables de résoudre des forces à courte distance. Plus quantitativement on remarque qu'en intégrant suffisamment longtemps nos mesures (d'une durée variant suivant la distance au miroir), nous sommes capables d'atteindre une résolution suffisante pour éventuellement résoudre le potentiel de Casimir-Polder en se rapprochant du miroir, soit une résolution de l'ordre de 10^{-2} Hz à atteindre (voir p. 41).

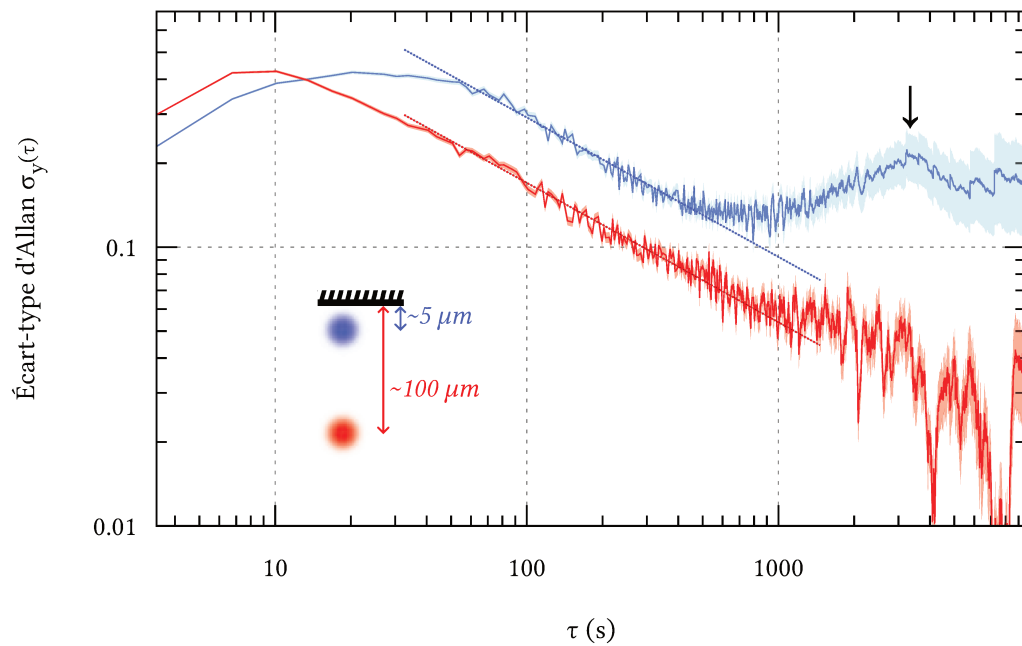


FIG. x.3. : Comparaison des écarts-type d'Allan obtenus pour deux séries d'intégration, l'une (en bleu) pour le nuage d'atome proche du miroir, l'autre (en rouge) à plus grande distance. On a indiqué en pointillés pour chacune des deux courbes la décroissance en $1/\sqrt{t}$ correspondant au moyennage d'un bruit blanc, ajustée sur les premiers points de chacune des deux séries.

X.3. Une première mesure de force par interférométrie

X.3.1. La mesure!

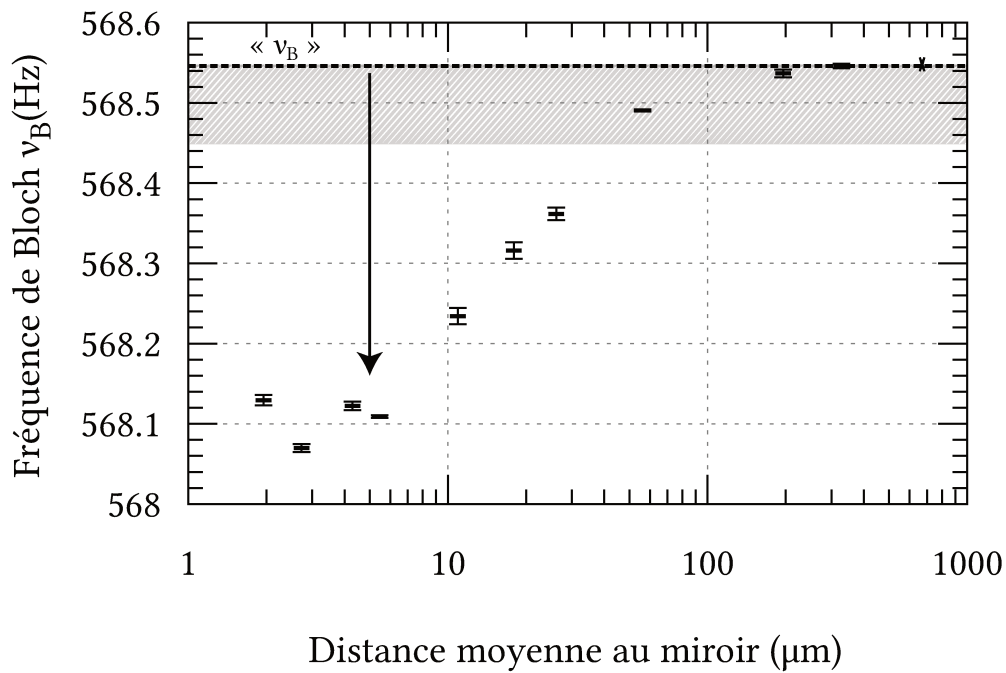


FIG. x.4. : Notre première mesure de forces à courte distance, réalisée à l'aide d'interféromètres Ramsey-Raman à différentes distances du miroir du réseau vertical à 532 nm. On a représenté par une flèche l'effet de la force attractive mesurée sur la fréquence de Bloch. En grisé on a indiqué l'ordre de grandeur des biais attendus, principalement dû à l'inhomogénéité des lasers, mais qui n'ont pas encore été calibrés. La fréquence « ν_B » en pointillé est simplement la fréquence ν_∞ à longue distance du miroir : dans la suite du manuscrit nous ne nous intéresserons pas aux biais sur notre mesure.

Nous avons finalement été capable, en réalisant des mesures interférométriques sur les pics ± 6 à différentes distances du miroir d'obtenir une toute première mesure de la

variation de la fréquence de Bloch ν_B en s'approchant du miroir. Cette mesure est représentée [figure x.4](#) où le seul paramètre qui change lors des différents points de mesure est la distance au miroir. Elle est le résultat d'un mois de mesure, chaque point ayant dû être intégré sur plusieurs jours. En grisé nous indiquons une zone couvrant une centaine de mHz, soit l'ordre de grandeur attendu pour les biais usuels sur notre mesure, d'après les études préalablement effectuées sur notre expérience (ALAUZE, 2018), soit principalement :

- le biais dû à un gradient vertical de force lorsque le col du faisceau de confinement transverse n'est pas parfaitement aligné sur les atomes : de l'ordre de 100 mHz;
- le biais dû à un mauvais alignement avec la verticale : de l'ordre du mHz;
- le biais dû à la variation de la longueur d'onde du réseau (il est toutefois possible d'asservir cette longueur d'onde, ce que nous n'avons toutefois pas mis en place lors de cette première mesure) : de l'ordre du μ Hz.

Ces biais n'aient pas encore été caractérisés proprement dans le cadre de cette thèse, dans la suite on nomme prendra comme référence la mesure de la fréquence de Bloch « ν_B » ou ν_∞ à longue distance du miroir, soit les points au-delà de 200 μ m sur la [figure x.4](#).

Une force attractive en s'approchant du miroir On constate d'ors et déjà qu'à partir de 100 μ m, en s'approchant du miroir, la fréquence de Bloch mesurée par interférométrie diminue jusqu'aux alentours de $\nu_\infty - 0.5$ Hz de 100 à environ 5 μ m, avant d'atteindre un certain palier. Il s'agit bien d'une force attractive puisque la fréquence de Bloch diminue. L'ordre de distance semble toutefois plus important qu'attendu, puisque nous nous attendions à observer la force pour des distances de 1 à 10 μ m.

X.3.2. Comparaison au potentiel de Casimir-Polder

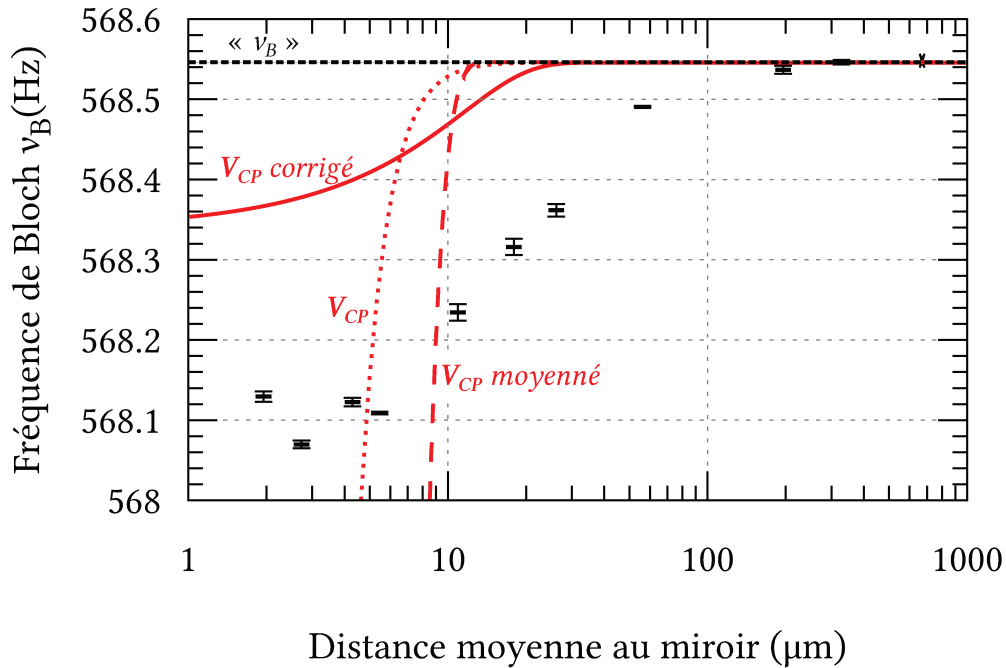


FIG. x.5. : On reprend les points de la [figure x.4](#) comparés à différents modèles du potentiel de Casimir-Polder : en traits pointillés, le potentiel calculé dans la thèse d'Axel MAURY, 2016 pour les paramètres de notre expérience, en traits hachés ce même potentiel intégré sur la taille de notre nuage, et enfin en trait plein corrigé par nos soins.

Nous souhaitons à présent comparer nos points de mesures avec le potentiel de Casimir-Polder [figure x.5](#). Il faut prendre tout d'abord en compte l'effet de moyennage introduit par la taille non ponctuelle de notre nuage, de l'ordre de $8 \mu\text{m}$, qui conduit à une force plus intense sur nos atomes. L'allure du potentiel de Casimir-Polder est cependant très différente de nos points de mesure :

1. la force attractive mesurée survient aux alentours de $120 \mu\text{m}$ contre $15 \mu\text{m}$ pour celle qui proviendrait du potentiel de Casimir-Polder ;
2. Dans aucun des deux cas on ne rencontre un effet de palier.

(Effet de palier) La seconde différence peut être résolue théoriquement. En effet, dans les deux précédents modèles évoqués précédemment pour le potentiel de Casimir-Polder, nous prenions en compte l'ensemble des puits sur la fréquence obtenue. Cela n'est pas exact : comme l'a montré Axel MAURY, 2016 dans sa thèse, les premiers puits sont fortement désaccordés et par conséquent ne sont en réalité pas résonnant avec notre transition Raman. Il y a donc un effet d'écrantage à prendre en compte. En ajoutant cette contrainte à notre modèle nous obtenons le modèle « V_{CP} corrigé » en trait plein sur la [figure x.5](#). Le « palier » observé entre 1 et 10 μm est cette fois-ci bien présent, en revanche on observe encore une forte différence avec nos points de mesure.

Cela suggère la présence d'une autre force à courte distance perturbant notre mesure de la force de Casimir-Polder.

X.3.3. Un premier modèle pour expliquer l'écart à la loi attendue : une adsorption d'atomes de rubidium ?

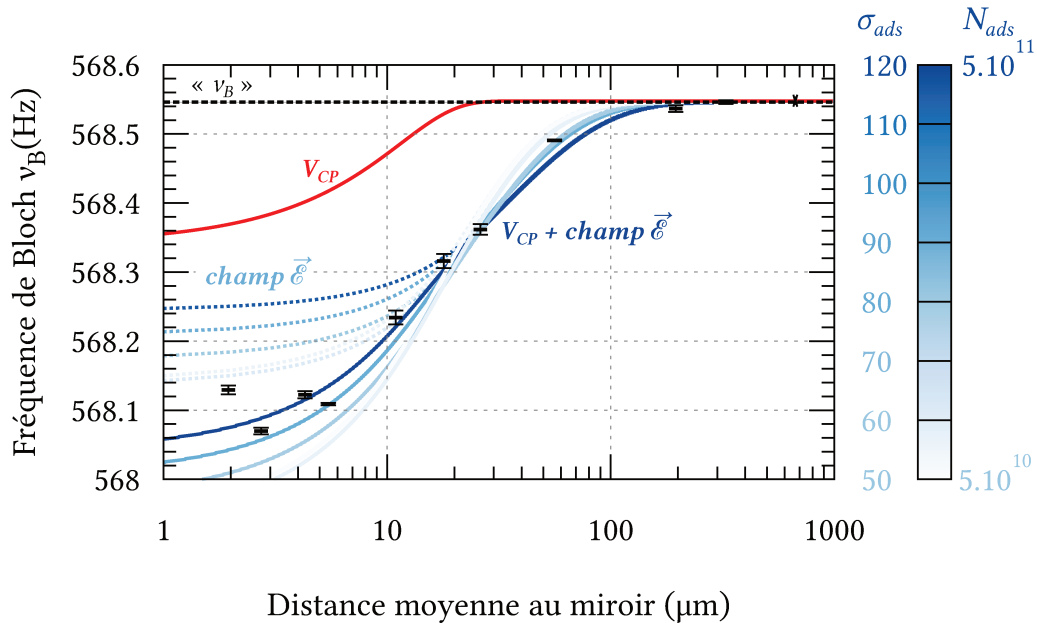


FIG. x.6. : On reprend les points de la [figure x.4](#) ainsi que notre modèle V_{CP} corrigé de la [figure x.5](#). On y ajoute un modèle pour le champ électrique produit par une éventuelle adsorption d'atomes de rubidium sur notre surface, entièrement basé sur celui développé par le groupe de Cornell dans un cas semblable (OBRECHT, WILD, ANTEZZA et al., 2007). Ce modèle \vec{E} est représenté pour différents couples de valeurs (σ_{ADS}, N_{ADS}) jugés pertinents par rapport à nos points de mesure.

Le principal suspect pour cette force à courte distance parasite a déjà été identifié dans l'expérience du groupe de Cornell (MCGUIRK et al., 2004; OBRECHT, WILD et CORNELL, 2007; OBRECHT, 2007) : il s'agit de l'hypothèse d'une adsorption d'atomes de rubidium sur notre surface diélectrique.

La structure électronique d'un atome de rubidium est en effet modifiée lors de son adsorption sur notre surface ; son électron de valence est désormais partiellement localisé à l'intérieur de la surface, d'où une séparation de charge créant un dipôle perpendiculaire la surface (HORN et SCHEFFLER, 2000). La séparation de charge est de l'ordre

de 5 Å pour un substrat métallique (voir *p. ex.* [figure x.7](#)); OBRECHT, WILD et CORNELL, 2007 ont mesuré une séparation de l'ordre de 1 Å pour un substrat semblable au nôtre (verre de silice). Les calibrations effectuées sur cette expérience ont d'ailleurs justifié un certain nombre de nos choix expérimentaux : l'utilisation d'un miroir diélectrique pour minimiser le moment dipolaire¹, ainsi que la préparation des atomes à distance du miroir pour minimiser sa pollution par adsorption d'atomes de rubidium.

En utilisant le modèle développé par le groupe de Cornell pour modéliser le champ électrique produit par l'adsorption d'atomes de rubidium sur une surface, on peut tenter d'évaluer à partir de nos points de mesure un ordre de grandeur de la taille du nuage et du nombre d'atomes adsorbés si c'est bien là l'origine de la force parasite observée. Ce sont les modèles $\vec{\mathcal{E}}$ représentés en dégradé de bleu sur la [figure x.6](#) et auxquels nous additionons notre modèle du potentiel de Casimir-Polder. Ce modèle étant à deux paramètres, il est difficile de produire une estimation très précise des paramètres d'une éventuelle adsorption, mais on peut estimer ainsi qu'il y aurait de l'ordre de $5 \cdot 10^{10}$ à $5 \cdot 10^{11}$ atomes pour des tailles de nuages de l'ordre de 50 à 120 µm. Soit une tâche approximativement deux fois plus grande que la taille de notre nuage dans la direction horizontale. Le nombre d'atomes semble raisonnable eût égard au nombre important de séquences réalisées avant la mesure de force (de l'ordre de 10^4 atomes non décélérés s'écrasant sur le miroir à chaque séquence de mesure, toutes les 3s, pendant au moins une année).

Épilogue L'utilisation d'une lampe UV pour désorber le résidu est actuellement à l'étude. Notons qu'afin de caractériser le dépôt, il serait intéressant d'utiliser les électrodes indiquées [figure x.8](#) pour amplifier le champ électrique parasite suivant la méthode utilisée dans le groupe de E. Cornell (OBRECHT, WILD et CORNELL, 2007).

Il serait en outre aussi possible d'utiliser le second miroir disponible dans notre chambre à vide, et que l'on peut translater (au prix de quelques réalignements toutefois). Ce miroir n'a en effet aucune raison de présenter une tâche d'adsorption.

¹Le groupe de Cornell avait en effet été capable de mesurer expérimentalement ce moment dipolaire pour différents substrats : il est de 5.4 D pour un substrat hafnium, 34.5 pour un substrat ytterbium et 19.1 pour un substrat lutétium. En revanche pour un substrat de silice il n'est que de 3.24 D. (OBRECHT, WILD et CORNELL, 2007)

x.3. Une première mesure de force par interférométrie

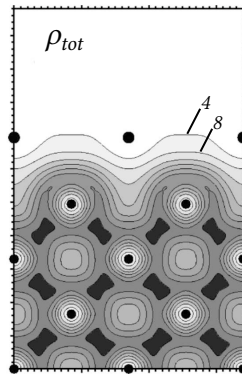


FIG. x.7. : Distribution de charge dans le cas de l'adsorption d'un alcalin sur un substrat métallique, en l'occurrence du sodium sur une plaque d'aluminium. Les valeurs sont exprimées en $10^{-3}e \cdot \text{bohr}^{-3}$, les atomes *Al*, séparés d'environ 4 Å, sont représentés par les petits points et les atomes *Na* par les gros points. Figure issue de (STAMPFL et al., 1998).

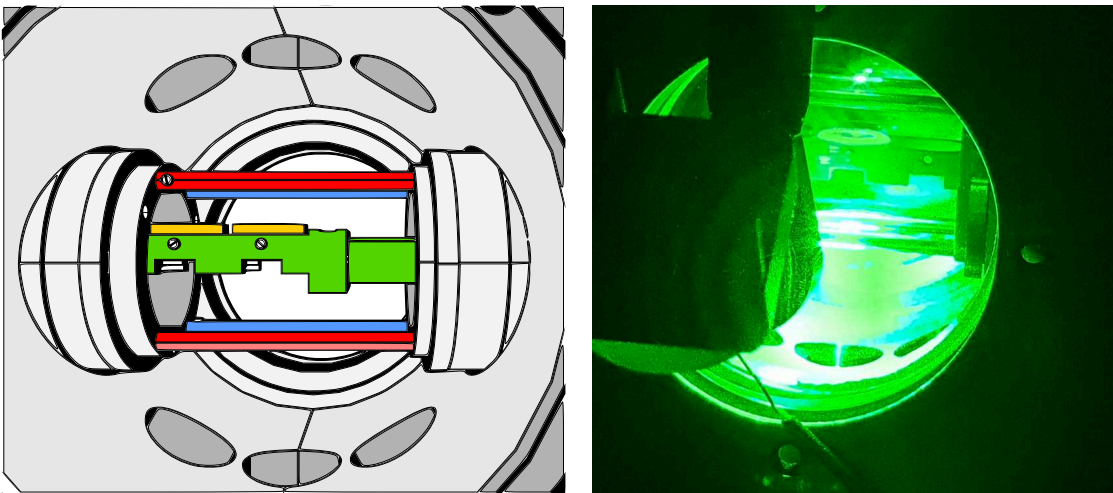


FIG. x.8. : Côte-à-côte un schéma et une photographie de la chambre du haut. Les quatre électrodes sont en rouge et en bleu. On distingue aussi les deux électrodes cylindriques aux extrémités. Sur la photographie, on note la présence de l'antenne pour effectuer des impulsions micro-onde, et, au premier plan, d'un miroir du faisceau d'imagerie par absorption.

Chapitre XI.

Conclusion

Après avoir présenté les principes de base du fonctionnement de notre capteur de forces à courte distance à l'aide d'atomes de ^{87}Rb piégés ultrafroids (parties [I](#) et [II](#)), nous avons décrit les étapes nous ayant mené à une première mesure de force entre notre nuage d'atomes et une surface macroscopique : leur manipulation à l'aide d'un ascenseur de Bloch a été décrite [partie III](#) ainsi que les derniers réglages et les premiers résultats obtenus [partie IV](#).

Cette première mesure de force souffre toutefois d'un certain nombre de défauts que nous avons évoqués au court de ce manuscrit : la mesure est dominée par une force que nous semblons pouvoir identifier à la force électrostatique parasite issue de l'adsorption d'atomes de ^{87}Rb sur notre surface, la position du miroir n'est pas parfaitement constante dans le temps, etc. Nous indiquons donc pour conclure quelques pistes envisageables pour de futurs développements de notre dispositif expérimental.

Désorption de la surface macroscopique Ainsi que nous l'avons vu, il ne nous a pas été possible de mesurer le potentiel de Casimir-Polder, du fait de l'adsorption d'atomes de ^{87}Rb sur la surface macroscopique (le miroir du réseau vertical). Une méthode que nous avons envisagée pour résoudre cet inconvénient consiste à désorber la surface à l'aide d'une lampe émettant dans l'ultra-violet¹. Cet effet a suscité un intérêt croissant depuis les années 70 après les travaux fondateurs de MENZEL et GOMER, 1964 ; REDHEAD, 1964. Il a depuis été testé sur de nombreuses espèces atomiques dont la plupart des alcalins (BARKER et al., 2018 ; KLEMPET et al., 2006) et il trouve une application idéale dans la réalisation d'expériences à atomes froids ou ultra-froids compacts (DU et al., 2004 ; TORRALBO-CAMPO et al., 2015).

Il peut être compris comme étant un analogue de l'effet photo-électrique, avec des atomes (GOZZINI et al., 1993 ; XU et al., 1996).

¹Cette méthode est souvent désignée par son acronyme anglais, LIAD, pour *Light Induced Atom Desorption*.

Chapitre XI. Conclusion

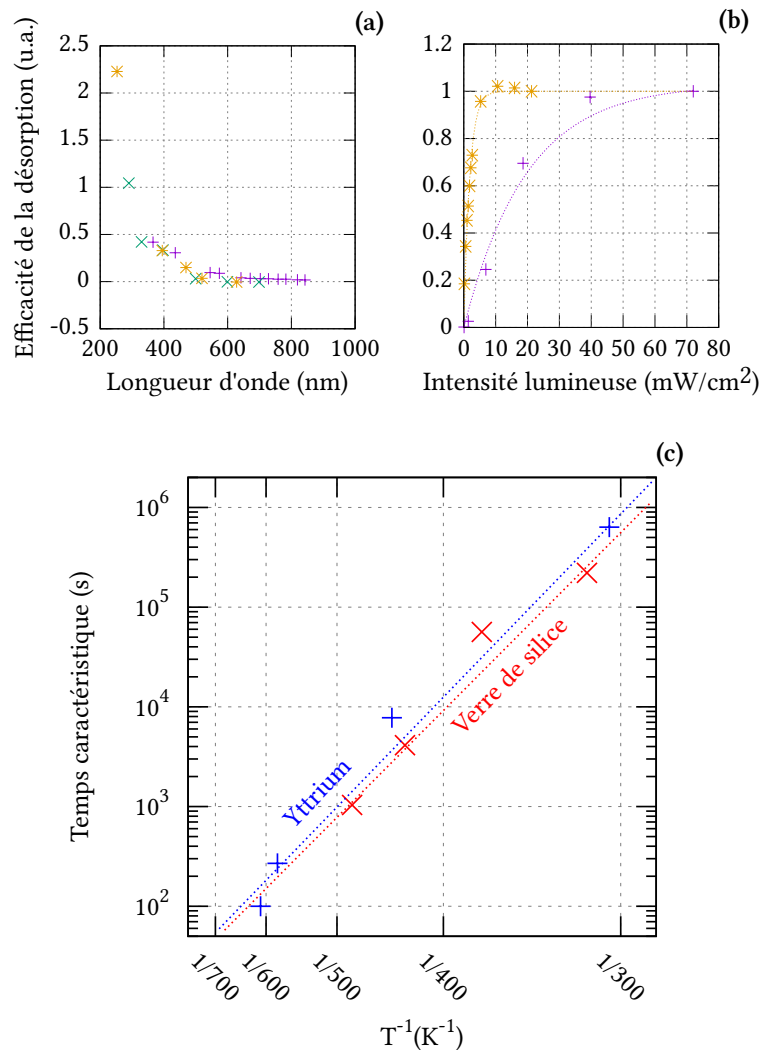


FIG. XI.1. : *En haut* : Résumé des études menées sur la désorption du rubidium à l'aide de lumière ultra-violette par MEUCCI et al., 1994 (+), KLEMPT et al., 2006 (x) et KITAGAMI et al., 2012 (*). Les « efficacités » ont été normalisées à des valeurs commodes pour illustrer l'influence de la longueur d'onde ou de l'intensité lumineuse sur le processus.

En bas : Échelle de temps caractéristique pour désorber les atomes déposés sur une surface macroscopique mesurée dans un cas assez similaire au nôtre par OBRECHT, WILD et CORNELL, 2007, et tracé dans un diagramme d'Arrhénius. Le miroir utilisé au cours de cette thèse est en verre de silice.

L'utilisation de simples lampes ultra-violettes, sans contrainte particulière sur la largeur du spectre utilisé est assez courante. Des études phénoménologiques, résumées qualitativement [figure xi.1](#), attestent que l'efficacité de la désorption augmente avec la fréquence de l'onde émise (a). On peut améliorer l'efficacité avec l'intensité jusqu'à une valeur de saturation donnée (b), fonction de la quantité d'atomes à désorber (MEUCCI et al., 1994). Les durées à considérer pour désorber efficacement notre surface ont par ailleurs été calibrées dans une situation assez semblable à la notre dans le groupe de Eric A. Cornell au *Joint Institute for Laboratory Astrophysics* (JILA) (OBRECHT, WILD et CORNELL, 2007) (c).

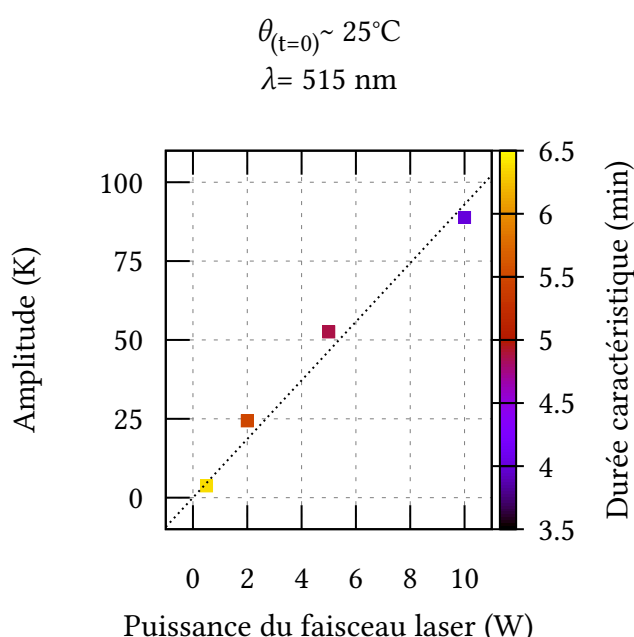


FIG. XI.2. : Amplitudes de température et durées caractéristiques obtenues aux temps courts en chauffant un cube de céramique de 5 mm de large avec un laser à 515 nm.

On a indiqué en pointillés la proportionnalité entre la température obtenue asymptotiquement aux temps courts et la puissance du faisceau laser, ce qu'on retrouve en résolvant directement la loi de Fourier correspondante à notre système. Le coefficient de proportionnalité dépend des dimensions et des caractéristiques de la céramique.

Cette dernière calibration, sous-[figure xi.1\(c\)](#), illustre toutefois que cette méthode

est lente, avec des temps caractéristiques de désorption de l'ordre de la journée à température ambiante. Afin de diminuer ce temps, on peut *p. ex.* envisager de chauffer le support céramique sur lequel repose notre miroir à l'aide d'un laser. Nous illustrons un rapide test de cette méthode [figure XI.2](#), réalisé à l'aide de notre laser ALS à 515 nm d'une puissance maximale de 10 W en sortie de fibre.

Augmenter le nombre d'atomes disponibles On l'a vu, de nombreuses pertes entachent les étapes de l'ascenseur de Bloch et de la recapture dans notre piège mixte à proximité de la surface d'intérêt.

Afin de diminuer les pertes lors du transport et de faciliter la recapture, une idée pourrait être de mettre en forme le faisceau de confinement transverse, dont le waist doit être inférieur à 150 μm sur les atomes, en un faisceau de Bessel au lieu d'un faisceau gaussien, obtenu après le passage à travers une lentille conique, par interférence du faisceau sur lui-même. Un nouveau schéma optique a déjà été préparé par l'actuel docteurant sur l'expérience, M. Yann Balland, et pourrait être installé dans les prochaines années. L'avantage d'un tel faisceau est d'avoir un confinement transverse à peu près constant sur toute la longueur du trajet des atomes lors de l'ascenseur de Bloch (supérieure à la longueur de Rayleigh de notre faisceau gaussien). Un tel dispositif nécessite en revanche de disposer d'une plus grande puissance, ce qui pourrait nécessiter de remplacer notre laser de confinement transverse.

Par ailleurs, il pourrait aussi être envisagé de changer le laser utilisé sur le faisceau Bloch afin de pouvoir se placer plus loin de résonance et ainsi de diminuer l'émission spontanée durant le transport.

D'autres améliorations sont encore possibles pour augmenter le nombre d'atomes final, *p. ex.* améliorer le nombre d'atomes transférés du piège magnéto-optique 3D au piège dipolaire en début d'évaporation, *p. ex.* en réalisant un potentiel peint comme on l'a déjà évoqué [chapitre IV](#). Ceci impose toutefois de modifier en profondeur le schéma optique du piège.

Super-réseau et instabilité de la position du miroir L'un des objectifs de notre projet est par ailleurs d'effectuer les mesures de force à l'aide d'un super-réseau formé des deux lasers ALS à 515 nm et Verdi à 532 nm, au lieu du simple réseau stationnaire utilisé jusqu'à présent (voir (ALAUZE, 2018) pour une première étude détaillée du super-réseau). Ceci permettrait en effet de ne sélectionner les atomes que d'un seul puits pour une meilleure sensibilité à la distance atomes-miroir. De premiers tests ont été réalisés pour réussir à observer les pics du super-réseau par spectroscopie mais ont été interrompus en cours de thèse par la situation politico-sanitaire et n'ont donc pas été décrits dans cette thèse.

Le nombre d'atomes en fin de séquence actuel ainsi que les limites techniques de notre système de détection ne nous permettent toutefois pas actuellement de réaliser cette mesure. Outre cette piste d'amélioration possible, il faudrait aussi trouver un moyen de limiter les vibrations du miroir.

Une proposition simple d'amélioration serait enfin d'améliorer la stabilité de la température ambiante de l'expérience (meilleure isolation thermique de l'expérience, meilleur réglage du système de climatisation...).

Mentionnons enfin l'objectif supplémentaire du projet Forca-G consistant à réaliser les mesures à l'aide des deux espèces ^{85}Rb et ^{87}Rb . La différence des mesures obtenues pour chacune des deux espèces devrait nous permettre d'éliminer la force de Casimir-Polder de la détection de force, ainsi que d'autres forces parasites telles que celle issue de l'adsorption des atomes sur notre surface.

Autres expériences envisageables sur Forca-G Les objectifs initiaux, on l'a vu, de l'expérience Forca-G ont impliqué et impliquent encore la mise en place de nombreux outils permettant de refroidir et manipuler le nuage d'atomes de ^{87}Rb ainsi que son état d'énergie : pièges magnéto-optiques 2D et 3D, piège dipolaire, lasers de piégeages, de confinement transverse, faisceaux de l'ascenseur de Bloch permettant aussi d'effectuer des transitions de Bragg, faisceaux pour les transitions Raman... Il est possible de s'éloigner des objectifs initiaux du projet Forca-G pour procéder à des mesures différentes de celles présentées dans ce manuscrit.

À titre d'exemple, mentionnons simplement notre tentative² de mesure de transitions de phase topologique, en s'appuyant sur la théorie développée dans (BUDICH et HEYL, 2016) (voir figure xi.3).

²Interrompue du fait du contexte sanitaire.

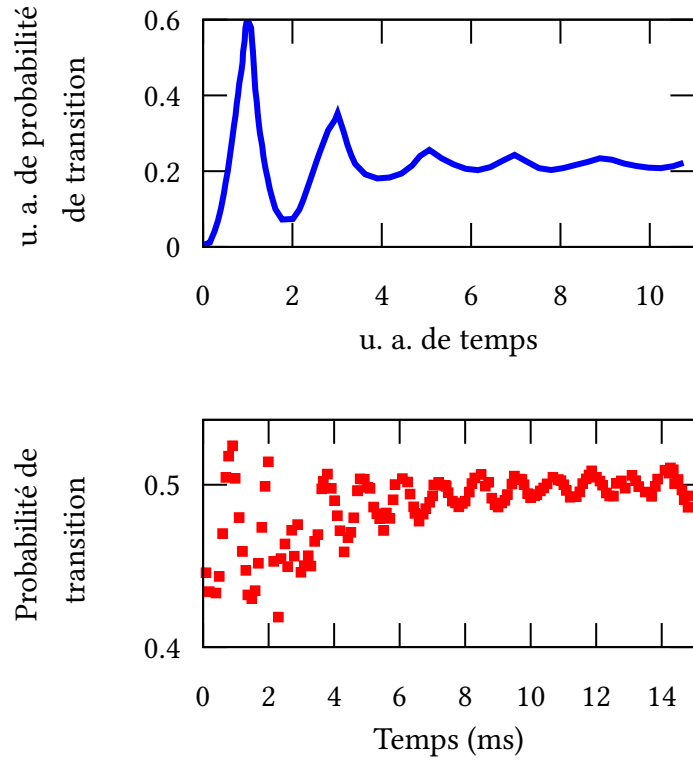


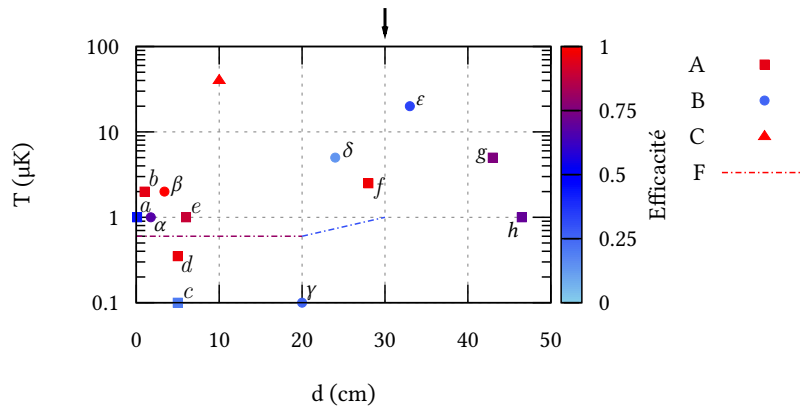
FIG. XI.3. : On peut réaliser un équivalent du modèle de Su-Schrieffer-Heeger (SSH) à l'aide de nos transitions micro-onde et Raman, de constantes de couplage J et J' . On peut par ailleurs montrer que le passage abrupt d'un état préparé adiabatiquement où $J > J'$ vers un état où $J < J'$ conduit à l'observation d'une transition de phase géométrique (ou phase de Zak dans le contexte d'atomes piégés dans un réseau vertical) (DALIBARD, 2018). L'allure attendue pour l'évolution de la probabilité de transition est donnée sur la figure du haut, d'après (BUDICH et HEYL, 2016). Nous indiquons en-dessous une première tentative où nous avons préparé les atomes dans l'état $J > J'$ à l'aide de rampes de puissance et de fréquence sur notre antenne micro-onde puis nos faisceaux Raman. On réalise ensuite la transition de phase en diminuant brusquement la puissance de l'antenne micro-onde.

Annexes

Annexe A.

Sources de la figure vi.1

On ajoute les notations suivantes sur la figure vi.1 p. 84 afin de les référencer plus aisément :



A PIÈGES OPTIQUES

□ a	HOUDE et al., 2000	□ b	FERRI et al., 2022	□ c	SORRENTINO et al., 2009
□ d	MIDDELMANN et al., 2012	□ e	LEE et al., 2020	□ f	LÉONARD et al., 2014
□ g	KLOSTERMANN et al., 2022	□ h	UNNIKRISSNAN et al., 2021		

B PIÈGES MAGNÉTIQUES

○ α	GÜNTHER et al., 2005	○ β	HÄNSEL et al., 2001	○ γ	SCHWINDT et al., 2005
○ δ	LONG et al., 2005	○ ε	GREINER et al., 2001		

C AUTRES MÉTHODES

△	COUVERT et al., 2008
---	----------------------

Table des figures

.1.	Signification des symboles utilisés pour les schémas optiques de cette thèse.	v
I.1.	Expérience menée en 1648 par Pascal sur le Puy-de-Dôme, à droite schéma issu de l'édition originale (PASCAL, 1663). Lorsque l'on ôte le bouchon M , le mercure remonte dans le tube AB du fait de la pression atmosphérique. La hauteur du mercure varie suivant l'altitude ce qui permit à Pascal d'appuyer définitivement l'hypothèse de la pesanteur de l'air. On a représenté à gauche la photographie du dispositif reproduit par Akira Kurobe au Japon en 1974 (TAKEDA, 2007), afin d'en prouver la réalisabilité au XVII ^e siècle, question qui était alors controversée du fait de l'ampleur du dispositif décrit par Pascal. L'analyse des sources historiques semble par ailleurs en accréditer la réalisation (GUENANCIA, 1976). Cette expérience est un exemple remarquable d'appareil construit pour prouver la fausseté d'une hypothèse dominante à son époque. De nombreuses autres versions améliorées de l'expérience ont été proposées et testées au XVII ^e siècle, par Roberval, Rohault, Auzoult ou par Pascal lui-même (KOYANAGI, 2006 ; KOYANAGI, 1989).	viii
I.2.	Forme du potentiel d'interaction V_{CP} entre un condensat d'atomes de rubidium et un substrat en saphir à 300 K en fonction de la distance de séparation z selon les calculs réalisés par (ANTEZZA et al., 2004). On peut distinguer trois régimes d'interaction en fonction de la distance des atomes au miroir.	xii
II.1.	Observation de la localisation de Wannier-Stark dans un super-réseau GaAs/AlGaAs d'après une figure de BAR-JOSEPH et al., 1989. En appliquant un champ électrique de plus en plus fort, des pics apparaissent et s'écartent du pic 0. Nous avons ajouté deux flèches indiquant la présence du pic -1 à 6 et à 10 V.	3

Table des figures

II.2.	Structure de bande dans le cas d'un réseau de profondeur $U_0 = 4E_r$. En bas on a déplié le schéma de bande afin de bien montrer le lien avec le cas d'une particule libre (en pointillé). Courbe extraite de DALIBARD, 2013.	7
II.3.	On reprend la figure II.2 en représentant la structure de bande d'un réseau de profondeur $U_0 = 4 E_r$ sous forme « dépliée » en représentant côté à côté diverses zones de Brillouin. Quand les atomes de la première bande sont soumis à une force constante et uniforme, leur quasi-impulsion augmente linéairement avec le temps. Si cette force est suffisamment faible, ils restent dans la première bande et effectuent un mouvement périodique. Figure d'après (CLADÉ et al., 2010).	12
II.4.	Échelle des états de Wannier-Stark. Chaque puits du réseau subit une différence d'énergie $h\nu_B$	13
II.5.	Amplitude des différents ordres de diffraction, calculés dans le régime de Raman-Nath, pour une profondeur de réseau $U_0 = 80E_r$ et $m = 1$	15
II.6.	Exemple de calibration de la profondeur d'un réseau à l'aide d'une impulsion Raman-Nath de durée variable. On représente à chaque instant t , la valeur de la somme $\sum x_n$ de chaque ligne de pixels (perpendiculairement à \vec{g}) sur la caméra CCD, en imagerie d'absorption. À droite, une comparaison avec l'évolution théorique des différents ordres de diffraction, dans la même représentation (pour $U = 50$).	16
II.7.	Diagramme de stabilité de l'équation de Mathieu exprimé dans les paramètres de notre système (a). En (b) et (c), diagrammes présentant de même la valeur du coefficient de transmission T , respectivement dans le cas d'enveloppes carrée ou gaussienne du profil d'intensité de l'impulsion de Bragg. Figures tirées de (CHEINEY, 2013; FABRE et al., 2011).	17
II.8.	Observation expérimentale de transitions de Bragg sur Forca-G.	18
III.1.	(a) Ondes sphériques produites par une bougie (HUYGENS, 1690). (b) Diagramme illustrant le phénomène d'interférence dans un cas hydraulique similaire à celui des fentes de Young (YOUNG, 1807).	19
III.2.	Transition hyperfine du ^{87}Rb à 6,834 GHz, utilisée sur ForcaG pour réaliser des transitions micro-onde.	21
III.3.	Probabilité de transition dans le cas où $\delta = 0$. On a résumé à droite le processus de manière diagrammatique.	25

III.4.	Schéma de principe d'une transition Raman pour un atome à trois niveaux notés $ a\rangle$, $ b\rangle$ et $ c\rangle$. On a indiqué quels sont ces trois niveaux sur la transition D ₂ du ⁸⁷ Rb, dans le contexte de notre expérience. Δ désigne le désaccord entre les deux lasers.	29
III.5.	Échelle d'énergie des états de Wannier-Stark où on a représenté les couplages $\Omega_{0,i}$ entre le puits 0 et quelques puits d'indices adjacents i . On a rappelé les définitions de la fréquence de Bloch, l'incrément en énergie potentielle de pesanteur entre deux puits adjacents, et de la différence de fréquence entre les deux états hyperfins, ν_{HFS}	31
III.6.	Couplage exprimé en fonction de la profondeur du réseau (en énergie de recul E_r), pour diverses séparations Δl de puits, pour des réseaux à 532 nm (en haut), et à 515 nm (en bas).	32
III.7.	Probabilités de transition pour des transitions Raman contra-propageante, exprimées en fonction de la différence de fréquence des Raman. (a) Pour différentes puissances du faisceau de confinement transverse. (b) Lorsque le miroir Raman est désaligné (orange pointillé) ou aligné (rouge).	35
III.8.	Illustration du principe de Huygens-Fresnel : le front d'onde CE est formé de la somme des ondelettes issues de chacun des points du front d'onde BG. Figure extraite de HUYGENS, 1690. La formulation mathématique de ce principe est due à FRESNEL, 1826.	37
III.9.	Les deux géométries les plus simples d'interféromètres avec nos séparatrices micro-ondes et Raman : Ramsey, à l'aide de deux transitions micro-onde $\pi/2$, ou Ramsey-Raman en utilisant des transitions Raman $\pi/2$	39
III.10.	Franges d'interférences calculées théoriquement pour un interféromètre de Ramsey. On effectue la mesure sur la frange centrale de l'interféromètre.	40
IV.1.	Vue complète du bâti mécanique.	45
IV.2.	Exemple d'une séquence typique permettant d'imager les atomes dans la chambre supérieure de l'expérience.	46
IV.3.	Vue en coupe du piège magnéto-optique 2D.	47
IV.4.	Faisceaux utiles sur les atomes.	48
IV.5.	Vue de côté du dispositif à l'expérimental, représenté à l'échelle.	49
IV.6.	Vue en perspective de l'enceinte principale où est réalisé le piège magnéto-optique 3D.	51

Table des figures

iv.7.	Photographie du piège magnéto-optique, prise à l'aide d'un appareil photo de téléphone portable (SM-G975F, F/1.5, 1/6s, ISO-50, 4mm, 1.16).	52
iv.8.	Temps de vie d'un piège magnéto-optique, réalisé dans les mêmes conditions expérimentales par ailleurs, avant et après ouverture de la vanne entre la chambre du bas et celle chambre du haut.	52
iv.9.	Banc optique du piège dipolaire. On donne, en écriture grisée, des indications de distance en cm (valeur à partir de la précédente indication). L'angle réel entre les faisceaux est de 45°. Les deux faisceaux se croisent en leurs cols, de waists 54 et 125 μm .	53
iv.10.	Effet inattendu de la fréquence centrale du modulateur acousto-optique sur la température et le nombre d'atomes du nuage en fin de refroidissement. La puissance diffractée reste constante du fait de l'utilisation d'un modulateur acousto-optique large-bande.	55
iv.11.	Dépendance du nombre d'atomes en fonction de la température pour un nuage d'atomes en fin de refroidissement. Les données étiquetées [2016] et [2018] sont celles des thèses précédentes de Cyrille SOLARO, 2016 et Xavier ALAUZE, 2018. La condensation avait été observée partiellement pour [2016b] et totalement pour [2018]. Les données (a) sont l'optimum obtenu au cours de cette thèse, et (b) celles utilisées pour les calibrations de la partie III.	57
iv.12.	Niveaux d'énergie et transitions du ^{87}Rb utilisées sur Forca-G.	58
iv.13.	Chambre du haut avant l'installation du blindage magnétique. On a entouré d'un liseret jaune les quatre miroirs fixes installés pour les faisceaux d'imagerie par fluorescence.	59
iv.14.	Schéma de principe des bancs laser pour les deux faisceaux à 515 et à 532 nm formant chacun un réseau vertical, ou un super-réseau par leur superposition. Voir aussi le figure iv.4 p. 48 pour une vue d'ensemble de l'expérience.	61
iv.15.	Fonctions préparées sur les bancs optiques du refroidisseur et du repompeur. Dans un souci de clarté, tous les miroirs et trajets optiques réels ne sont pas représentés. Se reporter à l'annexe... pour les trajets complets.	66

v.1.	Les différents types d'imagerie présents sur l'expérience : via des nappes de fluorescence ou in-situ, par absorption ou fluorescence, au niveau des deux chambres à vide. On note qu'on utilise les faisceaux du piège magnéto-optique 3D pour la fluorescence des atomes du bas. Les bobines et le blindage magnétique installés sur la chambre du haut ne sont ici pas représentés.	67
v.2.	Schéma optique de la détection par temps de vol, vue en coupe (en haut) et schéma optique (en bas). Les trois nappes sont numérotées de la plus haute à la plus basse. On a représenté le mécanisme de collection pour la fluorescence des atomes de l'une des nappes seulement, on procède en effet de manière identique pour l'autre nappe. Les photodiodes sont du modèle S1337 de chez Hamamatsu.	69
v.3.	Schéma optique de l'imagerie sur la chambre du haut.	71
v.4.	Ré-étalonnage du gain par multiplication d'électrons de la caméra Hamamatsu C9100-02S1 utilisée sur notre expérience (\tilde{g}_{EM}).	74
v.5.	Bruit de détection des nappes de fluorescences, en bleu, la courbe continues est un ajustement de courbe sur les données issues des thèses de SOLARO, 2016 (« × ») et d'HILICO, 2014 (« + ») à l'aide de la somme des bruits électronique σ_{lec} , en $1/N_{at}$, de projection quantique $\sigma_{proj.quant.}$, en $1/\sqrt{N_{at}}$, et de plateau $\sigma_{plateau}$, indépendant de N_{at} . En rouge, courbe optimisée du bruit pour la détection par fluorescence (les points « Δ » permettent de confirmer expérimentalement cette optimisation).	77
v.6.	Essai de comparaison de l'imagerie sur la chambre du haut avec les résultats présentés figure v.5 pour les systèmes d'imagerie par nappes de fluorescence et par fluorescence in-situ dans la chambre du bas (où les atomes sont refroidis).	79
VI.1.	État de l'art des performances obtenues pour des transports sur des distances supérieure au mm dans des expériences d'atomes froids, suivant la méthode : A : à l'aide de pièges optiques B : à l'aide de pièges magnétiques C : autres méthodes F : notre expérience. La flèche verticale indique l'ordre de distance que nous souhaitons atteindre sur notre expérience. <i>Note : Les sources utilisées sur cette figure sont indiquées à l'annexe A p. 187.</i>	84
VI.2.	Pulsation des lasers pour le transport par ascenseur de Bloch.	87
VI.3.	Comparaison de la structure de bande à faible profondeur ($4 E_r$) et à forte profondeur ($40 E_r$), d'après la figure II.3.	89

Table des figures

VI.4.	Efficacité calculée pour un transport d'une durée de 5ms, par un réseau de profondeur U , désaccordé de $\Delta\nu = 600GHz$ de la transition atomique. À gauche résultat d'une simulation numérique, à droite selon la formule de Landau-Zener. La flèche illustre le phénomène d'effet non-tunnel non pris en compte dans le traitement de Landau-Zener du problème et illustré figure VI.5.	90
VI.5.	Pour certaines valeurs de l'accélération, l'énergie de la bande fondamentale et de la bande excitée de deux puits successifs de l'échelle de Wannier-Stark peuvent coïncider, ce qui favorise l'effet tunnel entre ces bandes, pour un réseau de profondeur faible $\lesssim 25E_r$	91
VII.1.	Rampes de fréquence et de puissance appliquée sur nos deux faisceaux $B1$ et $B2$ de l'ascenseur de Bloch. Nous avons indiqué des valeurs typiques utilisées sur notre expérience pour les nombres d'oscillations de Bloch et pour la profondeur.	94
VII.2.	Ancienne implémentation du banc optique de préparation des faisceaux de Bloch (vue simplifiée).	95
VII.3.	Chaîne de fréquence utilisée sur la première version du banc de préparation des faisceaux laser pour l'ascenseur de Bloch.	96
VII.4.	Ancienne préparation des faisceaux sur les atomes, en configuration « Bloch ». La partie de droite, avant les pointillées est en vue de dessus, celle de gauche est en vue de côté.	97
VII.5.	Coefficient de transmission de la lame à cristaux liquides nématiques utilisée (données constructeurs), soit la lame LCC1423-B de chez Thorlabs. On a représenté les longueurs d'onde de nos différents lasers en pointillés.	100
VII.6.	Nouvelle implémentation du banc optique de préparation des faisceaux de Bloch (voir figure VII.2).	101
VII.7.	Montage optique de l'amplificateur optique avec son module Peltier permettant de réguler sa température.	103
VII.8.	Haut : Pour un angle d'incidence donné (indiqué par un trait pointillé sur la figure du bas), transmission à travers le filtre interférentiel utilisé dans nos cavités étendues ainsi que sur le trajet du Bloch. Bas : Selon l'angle d'incidence choisi, on peut varier la fréquence centrale.	104

VII.9. Utilisation de filtres interférentiels pour éliminer l'émission spontanée parasite des amplificateurs optiques. Mesure effectuée avec $\Delta = 200$ GHz et 60 mW dans le faisceau « Bloch 2 » seul, appliqué pendant une durée variable sur les atomes préparés dans l'état $|F = 1\rangle$. Le ratio est celui du nombre d'atomes dans les deux états hyperfins, mesuré à l'aide des nappes de fluorescence. 105

VII.10. Configurations envisagées pour le réglage de la polarisation, dans les configurations BLOCH ou RAMAN durant la séquence. Il est à noter que pendant la configuration RAMAN, les faisceaux de l'ascenseur sont coupés en amont, et inversement les faisceaux pour l'impulsion Raman pendant la configuration BLOCH. 107

VII.11. Nombre d'atomes en fin de lancer, mesurés par fluorescence, fluctuant si les polarisations sont configurées de la manière indiquée figure VII.10-(b). 108

VII.12. Observation des atomes sur la caméra de la chambre du bas, 3 ms après le début du lancer. Si la polarisation est mal réglée, on repère des atomes perdus dans le réseau parasite formé par « Bloch 1 ». . . . 109

VII.13. Écarts type d'Allan des nombres d'atomes, normalisés par leur valeur à 1s. On a multiplié par deux les courbes (a), (d) et (e) pour ajouter un décalage et rendre la figure plus lisible. La mesure (a) est celle de la figure VII.10, par fluorescence après 30 cm de transport. Les mesures (b) à (e) sont prises en début de lancer, après 3 ms de transport, en absorption sur la caméra du bas. Le calcul de la variance d'Allan est effectué à l'aide du logiciel `Stable32.exe` (RILEY et HOWE, 2022). . . . 110

VII.14. On mesure le ratio en dB entre les puissances des deux polarisations linéaires orthogonales pour un faisceau diffracté en continu par un modulateur acousto-optique, pour deux faisceaux incidents différents : polarisé circulairement (en haut à gauche et en rouge foncé), ou linéairement (en bas à gauche et vert foncé). La mesure est effectuée à l'aide du polarimètre SK010PA-IR de chez SCHÄFTER+KIRCHHOFF, 2013. OADEV signifie l'écart-type d'Allan avec recouvrement (*Overlapped Allan Deviation*). 112

VII.15. Préparation des faisceaux sur les atomes, finalement adoptée sur l'expérience. La configuration reste inchangée pour le faisceau du haut, voir figure VII.4 p. 97, si ce n'est qu'une lame à cristaux liquide nématique est rajoutée au-dessus de la chambre. Elle est installée avec un angle pour s'assurer qu'on ne rajoute pas une réflexion parasite à son passage. 113

Table des figures

VII.16.	Photographie du modulateur acousto-optique MT80-A1 . 5-IR de chez AA Opto-Electronic (AAOPTO-ELECTRONIC, 2018) sans son boîtier de protection dont l'ouverture a été agrandie pour faciliter l'alignement des faisceaux le traversant : les deux faisceaux Raman en incidence normale, et les deux faisceaux de l'élévateur de Bloch, arrivant avec un angle sur le cristal de paratellurite afin d'être aligné avec la diffraction d'ordre 1 des faisceaux Raman par le modulateur. On aperçoit en arrière-plan le support du modulateur, qui permet de modifier son angle ainsi que de le translater horizontalement ou verticalement, pour faciliter les réglages optiques.	114
VII.17.	Photographies du sommet de l'expérience. (a) En bas, première version du chemin optique du confinement transverse, à trois lentilles, avec l'ajout des deux platines de translation $H_{x,y}$. (b) En haut, dernière version du chemin optique du confinement transverse, à deux lentilles.	116
VII.18.	Réflectivité en % mesurée sur le miroir diélectrique du réseau vertical, fabriqué par le Laboratoire des Matériaux Avancés (Lyon) pour notre expérience. Données issues de (HILICO, 2014), p. 155.	118
VII.19.	Reprise de la figure IV.4 p. 48 où on exagère les angles appliqués aux différents éléments optiques pour éviter les réflexions parasites : cube, lames à cristaux liquides (LCVR 1 et 2), chambre à vide elle-même (et donc ses fenêtres). Deux éléments doivent en revanche être parfaitement alignés de manière parfaitement orthogonale aux faisceaux de Bloch : le miroir du réseau vert à 532 nm (voir la raison à la section IX.1.3 p. 146), et le miroir des faisceaux Raman, pour la raison expliquée section III.3.4 p. 36. On a indiqué par (1) et (2) les positions initiale et finale du nuage lors du transport, séparées de 30 cm.	119
VIII.1.	Exemples d'images prises par absorption du nuage d'atomes, 3 ms après le début de l'ascenseur de Bloch ($[\alpha]$) et 30 cm en fin d'élévateur ($[\beta]$). En $[\alpha]$, deux situations sont représentées : à gauche dans le cas d'une polarisation imparfaite, et à droite dans le cas d'une polarisation et de puissances bien réglées par rapport à l'accélération appliquée aux atomes. Ceci permet de mettre en évidence les pertes (1) dues à l'inadiabaticité du réseau et (2) dues à une réflexion parasite du faisceau « Bloch 1 » sur le miroir des faisceaux Raman. Ces pertes conduisent à une plus faible fraction d'atomes lancés (observés 3 ms après le début de la séquence, dans la chambre du bas (3), ou en fin de séquence après 30 cm (4)).	123

VIII.2. Jeu de données obtenu en variant la température initiale du nuage (*). La mesure de la température est effectuée par temps de vol en absorption.	125
VIII.3. Jeu de données obtenu en variant la température initiale du nuage (*). La mesure de la température est effectuée par temps de vol en absorption. Il s'agit du même jeu de données que sur la figure VIII.2.	126
VIII.4. Rampes de fréquence et de puissance appliquée sur nos deux faisceaux $B1$ et $B2$ de l'ascenseur de Bloch. Figure identique à la figure VII.1.	128
VIII.5. Effet de la variation de la puissance dans les faisceaux de Bloch (identique dans chacun des deux faisceaux superposés) sur l'efficacité du transport. L'accolade et les points en rouge correspondent à ceux que l'on souhaiterait atteindre pour minimiser correctement l'émission spontanée.	129
VIII.6. Effet de la puissance pendant le transport sur le ratio entre les populations des états $ F = 1\rangle$ et $ F = 2\rangle$ en fin de transport.	130
VIII.7. Influence des puissances $P_{1,2}$ dans les faisceaux de Bloch (1 et 2 respectivement) sur le nombre d'atomes et la température dans la direction verticale T_y , à la fin du transport ((a) et (b)) et après leur recapture dans le piège mixte (pendant 1s) ((c) et (d)).	132
VIII.8. Écart-type d'Allan (<i>Overlapping Allan Deviation</i>) de la position centrale du nuage atomique avant et après le transport. Pour chaque courbe, nous traçons en pointillés la décroissance de $1/\sqrt{\tau}$ correspondant au moyennage du bruit blanc, ajustée sur les trois premiers points de chacune de nos trois séries.	134
IX.1. Amélioration graduelle de la spectroscopie Raman des états de Wannier-Stark à des distances millimétriques du miroir. (a) Premier spectre, section IX.1.1; (b) Réseau vertical mal aligné, section IX.1.3; (c) Vibrations du miroir de rétro réflexion, section IX.2; (d) Spectre final, section IX.3. <i>Les spectres sont moyennés, les points correspondent aux moyennes et les surfaces grisés aux écarts-type pour chaque fréquence mesurée. On a mis en évidence d'une flèche les positions de pics correspondant à des transitions entre différents puits de l'échelle de Wannier-Stark.</i>	140

Table des figures

ix.2.	Pour un angle donné de la lame à cristaux liquide, et pour une polarisation incidente linéaire d'un des faisceaux Raman, points atteignables de la polarisation en variant l'amplitude crête-à-crête V_c du créneau alimentant la lame. Nous avons représenté ces points, à gauche, sur la sphère de Poincaré (les coordonnées sont les trois paramètres de Stokes normalisés $S_{1,2,3}/S_0$), et à droite avec le ratio des puissances dans chacun des états de polarisations linéaires orthogonales qui est une mesure de la « qualité » de l'état de polarisation.	143
ix.3.	Mesure sur une photodiode (signal en volt) de la vitesse du passage entre différents points de fonctionnement (indiqué par leurs amplitudes crête-à-crête respectives) des polarisations circulaires ou linéaires sur une lame à retard variable LCC1423-B.	144
ix.4.	Exemple d'optimisation de l'angle et de la tension d'une des deux lames à retard variable autour du point de polarisation circulaire. Chaque courbe correspond à une variation de la tension de l'ordre de 0,2 V pour un angle donné de la lame. Le point de fonctionnement voulu correspond au pôle de la sphère de Poincaré, indiqué par le croisement des lignes grisées.	145
ix.5.	Exemple d'une image prise par absorption d'un nuage de 440 atomes dans $ F = 2\rangle$	146
ix.6.	Balayage de la fréquence Raman, pour deux puissances différentes, autour d'une fréquence de Bloch ν_B , dans le cas où on utilise le miroir externe à la chambre pour la rétro réflexion du réseau vertical, comme en figure VII.4. En violet, le miroir est dans sa position de départ, non perpendiculaire au \vec{k}_{eff} des Raman. On le réaligne pour obtenir les spectres indiqués en vert.	148
ix.7.	Mesure de la fréquence de Bloch pour différents angles parallèlement (tangage) ou perpendiculairement (roulis) à l'axe de translation du miroir du réseau vertical, réalisée dans la thèse de PELLE, 2013, p.144. Cette mesure n'a pas encore été refaite dans notre nouvelle configuration.	149

ix.8.	Processus utilisé pour l’alignement du miroir du réseau vertical. Les photographies sont prises sur deux miroirs différents, l’un (A) après le modulateur acousto-optique du laser Verdi et l’autre (B) avant. On observe ainsi plusieurs ordres de diffraction du faisceau retour en (B). Les photographies (A) et (B) ont été prises dans un cas où les faisceaux sont désalignés. Il faut superposer les deux faisceaux en (A), et en (B) superposer la tache de diffraction de l’ordre 1 du retour avec le faisceau aller (qui n’est pas diffracté).	151
ix.9.	Vue de dessus de la chambre du haut, le blindage magnétique étant représenté par un trait fin en pointillé.	154
ix.10.	Densité spectrale d’amplitude du signal de l’accéléromètre, mesuré en volts. En haut, mesuré lors d’une séquence normale de mesure, avec l’accéléromètre posé sur la caméra (C) ou sur le soufflet (S). Les autres courbes correspondent à une extinction de la caméra (1a), de la caméra et de l’ensemble des interrupteurs électro-mécaniques (1b).	155
ix.11.	Densité spectrale de puissance du signal de l’accéléromètre, mesuré en volts. On compare le bruit de vibration du soufflet laissé libre à celui obtenu : – sur la figure du haut, en fixant mécaniquement le soufflet au reste de l’expérience avec une bride ; – sur la figure du bas, en l’enserrant dans des blocs de polymères synthétiques viscoélastiques de marque Sorbothane.	156
ix.12.	Vue en perspective de la chambre du haut, où on a représenté les quatre platines (Hg), (Hd), (Dg) et (Dd) permettant de contraindre et d’isoler mécaniquement le soufflet par des flèches. Les platines sont fixées à la table optique par le biais des points de contact (Hg), (Hd), (Dg) et (a).	158
ix.13.	Spéctre contra-propageant avec des vibrations issues d’obturateurs électro-mécaniques.	159
ix.14.	Pics à $\pm 6\nu_B$ pour différentes puissances du faisceau de confinement transverse, à puissance et durée d’impulsion Raman constante (0,5 mW pendant 600 ms).	160
ix.15.	Tentative de mesurer le biais sur la fréquence de Bloch ν_B dû au faisceau de confinement transverse en s’asservissant sur deux pics différents de l’échelle de Wannier-Stark. L’asymétrie des pics conduit à des valeurs incohérentes entre les différentes mesures car elle rend difficile l’évaluation de la fréquence centrale, en particulier pour des pics plus étalés (lorsqu’on augmente la puissance du confinement transverse).	161

Table des figures

ix.16.	Amélioration graduelle de la spectroscopie Raman des états de Wannier-Stark à des distances millimétriques du miroir. (a) Premier spectre, section ix.1.1; (b) Réseau vertical mal aligné, section ix.1.3; (c) Vibrations du miroir de rétro réflexion, section ix.2; (d) Spectre final, section ix.3. <i>Les spectres sont moyennés, les points correspondent aux moyennes et les surfaces grisés aux écarts-type pour chaque fréquence mesurée. On a mis en évidence d'une flèche les positions de pics correspondant à des transitions entre différents puits de l'échelle de Wannier-Stark. Figure identique à la figure IX.1.</i>	163
x.1.	Exemple de caractérisation de la position du miroir, en faisant varier la hauteur du lancer à l'aide de l'ascenseur de Bloch décrit partie III. ON ÉVALUE LE DIAMÈTRE À $1/e^2$ DU NUAGE À L'AIDE D'UN AJUSTEMENT DE COURBE. IL EST ICI DE 8 μm	166
x.2.	Franges d'interférence obtenues dans la cellule du bas (b) (PELLE et al., 2013) et proches du miroir (a). Les mesures ont été réalisées pour des impulsions Raman de 5 ms et un temps $T = 100$ ms entre les deux impulsions Raman $\pi/2$. La profondeur du réseau à 532 nm n'est toutefois pas identique sur les deux mesures, $U_0 = 3.9 E_r$ pour (b) et de $2 E_r$ pour (a). On observe le pic 3 pour (b) et le pic 6 pour (a).	168
x.3.	Comparaison des écarts-type d'Allan obtenus pour deux séries d'intégration, l'une (en bleu) pour le nuage d'atome proche du miroir, l'autre (en rouge) à plus grande distance. On a indiqué en pointillés pour chacune des deux courbes la décroissance en $1/\sqrt{t}$ correspondant au moyennage d'un bruit blanc, ajustée sur les premiers points de chacune des deux séries.	170
x.4.	Notre première mesure de forces à courte distance, réalisée à l'aide d'interféromètres Ramsey-Raman à différentes distances du miroir du réseau vertical à 532 nm. On a représenté par une flèche l'effet de la force attractive mesurée sur la fréquence de Bloch. En grisé on a indiqué l'ordre de grandeur des biais attendus, principalement dû à l'inhomogénéité des lasers, mais qui n'ont pas encore été calibrés. La fréquence « ν_B » en pointillé est simplement la fréquence ν_∞ à longue distance du miroir : dans la suite du manuscrit nous ne nous intéresserons pas aux biais sur notre mesure.	171

x.5. On reprend les points de la figure x.4 comparés à différents modèles du potentiel de Casimir-Polder : en traits pointillés, le potentiel calculé dans la thèse d’Axel MAURY, 2016 pour les paramètres de notre expérience, en traits hachés ce même potentiel intégré sur la taille de notre nuage, et enfin en trait plein corrigé par nos soins. 173

x.6. On reprend les points de la figure x.4 ainsi que notre modèle V_{CP} corrigé de la figure x.5. On y ajoute un modèle pour le champ électrique produit par une éventuelle adsorption d’atomes de rubidium sur notre surface, entièrement basé sur celui développé par le groupe de Cornell dans un cas semblable (OBRECHT, WILD, ANTEZZA et al., 2007). Ce modèle $\vec{\mathcal{E}}$ est représenté pour différents couples de valeurs (σ_{ADS}, N_{ADS}) jugés pertinents par rapport à nos points de mesure. . 175

x.7. Distribution de charge dans le cas de l’adsorption d’un alcalin sur un substrat métallique, en l’occurrence du sodium sur une plaque d’aluminium. Les valeurs sont exprimées en $10^{-3}e \cdot \text{bohr}^{-3}$, les atomes Al , séparés d’environ 4 Å, sont représentés par les petits points et les atomes Na par les gros points. Figure issue de (STAMPFL et al., 1998). 177

x.8. Côte-à-côte un schéma et une photographie de la chambre du haut. Les quatre électrodes sont en rouge et en bleu. On distingue aussi les deux électrodes cylindriques aux extrémités. Sur la photographie, on note la présence de l’antenne pour effectuer des impulsions micro-onde, et, au premier plan, d’un miroir du faisceau d’imagerie par absorption. 177

XI.1. *En haut* : Résumé des études menées sur la désorption du rubidium à l’aide de lumière ultra-violette par MEUCCI et al., 1994 (+), KLEMP et al., 2006 (×) et KITAGAMI et al., 2012 (*). Les « efficacités » ont été normalisées à des valeurs commodes pour illustrer l’influence de la longueur d’onde ou de l’intensité lumineuse sur le processus. *En bas* : Échelle de temps caractéristique pour désorber les atomes déposés sur une surface macroscopique mesurée dans un cas assez similaire au nôtre par OBRECHT, WILD et CORNELL, 2007, et tracé dans un diagramme d’Arrhénius. Le miroir utilisé au cours de cette thèse est en verre de silice. 180

Table des figures

XI.2. Amplitudes de température et durées caractéristiques obtenues aux temps courts en chauffant un cube de céramique de 5 mm de large avec un laser à 515 nm. On a indiqué en pointillés la proportionnalité entre la température obtenue asymptotiquement aux temps courts et la puissance du faisceau laser, ce qu'on retrouve en résolvant directement la loi de Fourier correspondante à notre système. Le coefficient de proportionnalité dépend des dimensions et des caractéristiques de la céramique. 181




XI.3. On peut réaliser un équivalent du modèle de Su-Schrieffer-Heeger (SSH) à l'aide de nos transitions micro-onde et Raman, de constantes de couplage J et J' . On peut par ailleurs montrer que le passage abrupt d'un état préparé adiabatiquement où $J > J'$ vers un état où $J < J'$ conduit à l'observation d'une transition de phase géométrique (ou phase de Zak dans le contexte d'atomes piégés dans un réseau vertical) (DALIBARD, 2018). L'allure attendue pour l'évolution de la probabilité de transition est donnée sur la figure du haut, d'après (BUDICH et HEYL, 2016). Nous indiquons en-dessous une première tentative où nous avons préparé les atomes dans l'état $J > J'$ à l'aide de rampes de puissance et de fréquence sur notre antenne micro-onde puis nos faisceaux Raman. On réalise ensuite la transition de phase en diminuant brusquement la puissance de l'antenne micro-onde. 184


Bibliographie

☞ : publication produite dans le cadre du projet Forca-G.

- AAOPTO-ELECTRONIC (août 2018). *MT80-A1.5-Xx*. URL : <http://www.aaoptoelectronic.com/wp-content/uploads/2018/08/MT80-A1.5-xx-ed1-18.pdf> (visité le 14/10/2022) (cf. p. 109, 114).
- ABBOTT, B. P. et al. (11 fév. 2016). “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”. In : *Physical Review Letters* 116.6, p. 061102. DOI : [10.1103/PhysRevLett.116.061102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102). (Visité le 08/12/2022) (cf. p. ix).
- ☞ ABSIL, L. (2017). *Contribution à Une Expérience d’interférométrie à Atomes Piégés*. Rapport de stage. Supélec (cf. p. 62).
- ☞ ABSIL, L., Y. BALLAND et F. P. dos SANTOS (13 mar. 2023). *Long-Range Temperature-Controlled Transport of Ultra-Cold Atoms with an Accelerated Lattice*. DOI : [10.48550/arXiv.2303.06991](https://doi.org/10.48550/arXiv.2303.06991). (Visité le 15/06/2023). preprint (cf. p. 81, 90).
- ADE, P. a. R. et al. (1^{er} oct. 2016). “Planck 2015 Results - XIV. Dark Energy and Modified Gravity”. In : *Astronomy & Astrophysics* 594, A14. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201525814](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525814). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. x).
- ☞ ALAUZE, X., A. BONNIN, C. SOLARO et F. P. D. SANTOS (août 2018). “A Trapped Ultracold Atom Force Sensor with a Mm-Scale Spatial Resolution”. In : *New Journal of Physics* 20.8, p. 083014. ISSN : 1367-2630. DOI : [10.1088/1367-2630/aad716](https://doi.org/10.1088/1367-2630/aad716). (Visité le 07/06/2022).
- ☞ ALAUZE, X. (2015). *Transport d’atomes ultra-froids à l’aide d’un réseau optique accéléré*. Rapport de stage de M2. UPMC (cf. p. 39, 95, 96, 98).
- ☞ – (20 déc. 2018). “Optimisation d’un capteur de force à atomes ultrafroids piégés dans un réseau optique”. Thèse de doct. Sorbonne Université. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02489769> (visité le 21/12/2021) (cf. p. 37, 38, 46, 51, 54, 55, 57, 60, 62, 70, 90, 95, 172, 182).
- ALBERTI, A. (jan. 2010). “Coherent Transport in Driven Optical Lattices and Applications to Force Measurements : Tesi Di Dottorato in Fisica, 22. Ciclo / Presented by Andrea Alberti; Supervisor : Guglielmo M. Tino; Coordinator : Francesco Pavone - OPAC - Biblioteca Nazionale Di Firenze”. URL : <https://opac.bncf.firenze>

Bibliographie

- [.sbn.it/bncf-prod/resource?uri=CFI0775704&v=1](https://www.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k57409w) (visité le 01/04/2022) (cf. p. 153).
- AMENDOLA, L. et al. (1^{er} juin 2016). “Cosmology and Fundamental Physics with the Euclid Satellite”. In : DOI : [10.1007/s41114-017-0010-3](https://doi.org/10.1007/s41114-017-0010-3). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. x).
- ANDERSON, A., S. HAROCHE, E. A. HINDS, W. JHE et D. MESCHÉDE (1^{er} mai 1988). “Measuring the van Der Waals Forces between a Rydberg Atom and a Metallic Surface”. In : *Physical Review A* 37.9, p. 3594-3597. DOI : [10.1103/PhysRevA.37.3594](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.37.3594). (Visité le 14/12/2022) (cf. p. xiii).
-  ANGO, P. et I.-G. PARDIES (1682). *L'optique*. Estienne Michallet. Paris, rue S. Jacques. URL : <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k57409w> (visité le 31/08/2022) (cf. p. 19).
- ANTEZZA, M., L. P. PITAEVSKII et S. STRINGARI (24 nov. 2004). “Effect of the Casimir-Polder Force on the Collective Oscillations of a Trapped Bose-Einstein Condensate”. In : *Physical Review A* 70.5, p. 053619. DOI : [10.1103/PhysRevA.70.053619](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.70.053619). (Visité le 15/11/2022) (cf. p. xii).
-  ANTOINE, C., C. FABRE, S. HAROCHE et N. TREPS (2015). *Introduction à La Physique Moderne : Relativité et Physique Quantique : Cours et Exercices*. Dunod. ISBN : 978-2-10-072570-0 (cf. p. x).
-  AQUINAS, T. (1884). *Commentaria in octo libros physicorum Aristotelis*. Rome : Romae Typographia Polyglotta. XX-480. URL : https://numelyo.bm-lyon.fr/f_view/BML:BML_00G000100137001104019497?pid=BML:BML_00G000100137001104019497&pg_titre= (visité le 29/07/2022) (cf. p. vii).
-  ARISTOTE (2012). *Physique. 1 : Livre I - IV*. Sous la dir. de H. CARTERON. Neuvième tirage. Collection des Universités de France Série grecques 44. Paris : Société d'édition Les Belles Lettres. 169 p. ISBN : 978-2-251-00044-2 (cf. p. vii).
- ARLT, G. et H. SCHWEPPE (1^{er} nov. 1968). “Paratellurite, a New Piezoelectric Maternal”. In : *Solid State Communications* 6.11, p. 783-784. ISSN : 0038-1098. DOI : [10.1016/0038-1098\(68\)90119-1](https://doi.org/10.1016/0038-1098(68)90119-1). (Visité le 14/10/2022) (cf. p. 109).
- ARPORNTHIP, T., C. A. SACKETT et K. J. HUGHES (16 mar. 2012). “Vacuum-Pressure Measurement Using a Magneto-Optical Trap”. In : *Physical Review A* 85.3, p. 033420. DOI : [10.1103/PhysRevA.85.033420](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.033420). (Visité le 09/09/2022) (cf. p. 52).
-  ASHCROFT, N. W. et N. D. MERMIN (1976). *Solid State Physics*. New York : Holt, Rinehart and Winston. 826 p. ISBN : 978-0-03-083993-1 (cf. p. 6, 8).
- AUTLER, S. H. et C. H. TOWNES (15 oct. 1955). “Stark Effect in Rapidly Varying Fields”. In : *Physical Review* 100.2, p. 703-722. DOI : [10.1103/PhysRev.100.703](https://doi.org/10.1103/PhysRev.100.703). (Visité le 07/09/2022) (cf. p. 34).
- BALLAND, Y. (2021). *Optimisation de la séquence de transport d'un élévateur de Bloch*, p. 30 (cf. p. 90).

- BAR-JOSEPH, I., K. W. GOOSSEN, J. M. KUO, R. F. KOPF, D. a. B. MILLER et D. S. CHEMLA (24 juil. 1989). “Room-temperature Electroabsorption and Switching in a GaAs/Al-GaAs Superlattice”. In : *Applied Physics Letters* 55.4, p. 340-342. ISSN : 0003-6951. DOI : [10.1063/1.101902](https://doi.org/10.1063/1.101902). (Visité le 26/08/2022) (cf. p. 3).
- BARKER, D. S., E. B. NORRGARD, J. SCHERSCHLIGT, J. A. FEDCHAK et S. ECKEL (2018). “Light-Induced Atomic Desorption of Lithium”. In : *Physical Review A* 98.4. DOI : [10.1103/PhysRevA.98.043412](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.98.043412). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. 179).
- BEAUFILS, Q., G. TACKMANN, X. WANG, B. PELLE, S. PELISSON, P. WOLF et F. P. dos SANTOS (27 mai 2011). “Laser Controlled Tunneling in a Vertical Optical Lattice”. In : *Physical Review Letters* 106.21, p. 213002. DOI : [10.1103/PhysRevLett.106.213002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.213002). (Visité le 07/06/2022).
- BEAUFILS, Q. (29 oct. 2009). “Condensation de Bose-Einstein du Chrome”. Thèse de doct. Université Paris Nord. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01163706> (visité le 05/09/2022) (cf. p. 36).
- BEN DAHAN, M., E. PEIK, J. REICHEL, Y. CASTIN et C. SALOMON (10 juin 1996). “Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential”. In : *Physical Review Letters* 76.24, p. 4508-4511. DOI : [10.1103/PhysRevLett.76.4508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.4508). (Visité le 04/05/2022) (cf. p. 4, 84, 89).
- BEN-DAHAN, M. (2 oct. 1997). “Transport et relaxation d’atomes de césium : oscillations de Bloch et résonance de diffusion”. Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00011913> (visité le 05/05/2022) (cf. p. 87, 90).
-  BENEDETTI, J.-B. (1585). *Diversarum speculationum Mathematicarum et Physicarum*. Taurini. URL : <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3128755> (visité le 05/12/2022) (cf. p. vii).
- BHARUCHA, C. F., K. W. MADISON, P. R. MORROW, S. R. WILKINSON, B. SUNDARAM et M. G. RAIZEN (1^{er} fév. 1997). “Observation of Atomic Tunneling from an Accelerating Optical Potential”. In : *Physical Review A* 55.2, R857-R860. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : [10.1103/PhysRevA.55.R857](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.55.R857). (Visité le 22/06/2023) (cf. p. 91).
- BIZE, S., Y. SORTAIS, M. S. SANTOS, C. MANDACHE, A. CLAIRON et C. SALOMON (1^{er} mar. 1999). “High-Accuracy Measurement of the 87Rb Ground-State Hyperfine Splitting in an Atomic Fountain”. In : *Europhysics Letters* 45.5, p. 558. ISSN : 0295-5075. DOI : [10.1209/epl/i1999-00203-9](https://doi.org/10.1209/epl/i1999-00203-9). (Visité le 23/08/2022) (cf. p. 21, 28).
- BLOCH, D. et M. DUCLOY (2005). “Atom-Wall Interaction”. In : *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. T. 50. Elsevier, p. 91-154. ISBN : 978-0-12-003850-3. DOI : [10.1016/S1049-250X\(05\)80008-4](https://doi.org/10.1016/S1049-250X(05)80008-4). (Visité le 15/12/2022) (cf. p. xiv).
- BLOCH, F. (10 août 1928). “Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern”. In : *Zeitschrift für Physik* 52.7, p. 555-600. ISSN : 0044-3328. DOI : [10.1007/BF01339455](https://doi.org/10.1007/BF01339455). (Visité le 09/06/2022) (cf. p. 3, 6, 7).

Bibliographie

- BLUDAU, D. r. n. W., D.-I. H. M. GÜNDNER et D.-P. M. KAISER (AUTH.) (1985). *Systemgrundlagen Und Meßtechnik in Der Optischen Übertragungstechnik*. 1^{re} éd. Teubner Studienbücher. Vieweg+Teubner Verlag. ISBN : 978-3-519-00105-8 (cf. p. 70).
- BONNAUD, O. (2006). *Composants à semiconducteurs : de la physique du solide aux transistors*. Supélec. Paris : Ellipses. ISBN : 978-2-7298-2804-2 (cf. p. 8).
- BONNIN, A., C. SOLARO, X. ALAUZE et F. PEREIRA DOS SANTOS (27 fév. 2019). “Magic Density in a Self-Rephasing Ensemble of Trapped Ultracold Atoms”. In : *Physical Review A* 99.2, p. 023627. ISSN : 2469-9926, 2469-9934. DOI : [10.1103/PhysRevA.99.023627](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.99.023627). (Visité le 20/05/2022).
- BORDÉ, C. (1990). “Propagation of Laser Beams and of Atomic Systems”. In : *Systèmes fondamentaux en physique quantique*. Les Houches 53. Sous la dir. de J. DALIBARD, J. ZINN-JUSTIN et J.-M. RAIMOND. URL : <http://christian.j.borde.free.fr/LHfin.pdf> (cf. p. 38).
- (2014). “Atom Interferometry Using Internal Excitation : Foundations and Recent Theory”. In : *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"* 188, p. 143-170. DOI : [10.3254/978-1-61499-448-0-143](https://doi.org/10.3254/978-1-61499-448-0-143) (cf. p. 38).
- BORDÉ, C. J. (1^{er} avr. 2001). “Theoretical Tools for Atom Optics and Interferometry”. In : *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IV - Physics* 2.3, p. 509-530. ISSN : 1296-2147. DOI : [10.1016/S1296-2147\(01\)01186-6](https://doi.org/10.1016/S1296-2147(01)01186-6). (Visité le 01/09/2022) (cf. p. 38).
- BORN, M. et E. WOLF (1999). *Principles of Optics*. 7^e éd. Cambridge University Press. ISBN : 978-0-521-64222-4 (cf. p. 19).
- BOUVIER, A. (31 mai 2021). “Études sur la stabilité moyen-long terme de l’horloge double-modulation à piégeage cohérent de population”. Thèse de doct. Sorbonne Université. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03681671> (visité le 12/08/2022) (cf. p. 111).
- BRAND, C., J. FIEDLER, T. JUFFMANN, M. SCLAFANI, C. KNOBLOCH, S. SCHEEL, Y. LILACH, O. CHESHNOVSKY et M. ARNDT (2015). “A Green’s Function Approach to Modeling Molecular Diffraction in the Limit of Ultra-Thin Gratings”. In : *Annalen der Physik* 527.9-10, p. 580-591. ISSN : 1521-3889. DOI : [10.1002/andp.201500214](https://doi.org/10.1002/andp.201500214). (Visité le 14/12/2022) (cf. p. xiv).
- BROGLIE, L. de (25 nov. 1924). “Recherches sur la théorie des Quanta”. Thèse de doct. Migration - université en cours d’affectation. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00006807> (visité le 12/08/2022) (cf. p. 14).
- BUDICH, J. C. et M. HEYL (10 fév. 2016). “Dynamical Topological Order Parameters Far from Equilibrium”. In : *Physical Review B* 93.8, p. 085416. DOI : [10.1103/PhysRevB.93.085416](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.085416). (Visité le 26/07/2022) (cf. p. 183, 184).
- CAHN, S. B., A. KUMARAKRISHNAN, U. SHIM, T. SLEATOR, P. R. BERMAN et B. DUBETSKY (4 août 1997). “Time-Domain de Broglie Wave Interferometry”. In : *Physical Review*



- Letters* 79.5, p. 784-787. DOI : [10.1103/PhysRevLett.79.784](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.784). (Visité le 22/08/2022) (cf. p. 20).
- CARNAL, O. et J. MLYNEK (27 mai 1991). “Young’s Double-Slit Experiment with Atoms : A Simple Atom Interferometer”. In : *Physical Review Letters* 66.21, p. 2689-2692. DOI : [10.1103/PhysRevLett.66.2689](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2689). (Visité le 18/08/2022) (cf. p. 20).
- CASIMIR, H. B. G. et D. POLDER (15 fév. 1948). “The Influence of Retardation on the London-van Der Waals Forces”. In : *Physical Review* 73.4, p. 360-372. DOI : [10.1103/PhysRev.73.360](https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.360). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. xi).
- CHAMPAGNE, J. (déc. 2020). “Filtres Acousto-Optiques Accordables à Sélection de Polarisation Pour l’imagerie Hyperspectrale”. Theses. Université Polytechnique Hauts-de-France. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03229217> (visité le 13/10/2022) (cf. p. 109).
- CHAPELET, F. (14 mai 2008). “Fontaine atomique double de césium et de rubidium avec une exactitude de quelques 10^{-16} et applications”. Thèse de doct. Université Paris Sud - Paris XI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00319950> (visité le 06/10/2022) (cf. p. 102).
- CHARRIÈRE, R. (9 nov. 2011). “Optimisation d’un capteur inertiel à atomes froids par une nouvelle technique de mesure accélérométrique combinant interférométrie atomique et oscillations de Bloch”. Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie (Paris 6). URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01778037> (visité le 06/09/2022) (cf. p. 91).
- CHEINEY, P. (4 juin 2013). “Matter Wave Scattering on Complex Potentials”. Thèse de doct. Université Paul Sabatier - Toulouse III. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00875153> (visité le 02/06/2022) (cf. p. 17).
- CLADÉ, P., T. PLISSON, S. GUELLATI-KHÉLIFA, F. NEZ et F. BIRABEN (1^{er} sept. 2010). “Theoretical Analysis of a Large Momentum Beamsplitter Using Bloch Oscillations”. In : *The European Physical Journal D* 59.3, p. 349-360. ISSN : 1434-6079. DOI : [10.1140/epjd/e2010-00198-0](https://doi.org/10.1140/epjd/e2010-00198-0). (Visité le 13/05/2022) (cf. p. 12).
- CLADÉ, P. (3 oct. 2005). “Oscillations de Bloch d’atomes ultrafroids et mesure de la constante de structure fine”. Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00010730> (visité le 04/05/2022) (cf. p. 87, 89-92).
- (2014). “Bloch Oscillations in Atom Interferometry”. In : URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00989685> (visité le 04/05/2022) (cf. p. 8).
- CLÉMENT, J.-F., J.-P. BRANTUT, M. ROBERT-DE-SAINT-VINCENT, R. A. NYMAN, A. ASPECT, T. BOURDEL et P. BOUYER (19 juin 2009). “All-Optical Runaway Evaporation to Bose-Einstein Condensation”. In : *Physical Review A* 79.6, p. 061406. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : [10.1103/PhysRevA.79.061406](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.79.061406). (Visité le 17/11/2022) (cf. p. 53).

Bibliographie

-  COHEN-TANNOUJDI, C. (2000). *Processus d'interaction Entre Photons et Atomes*. EDP Sciences. ISBN : 978-2-86883-358-7 (cf. p. 9).
- COUVERT, A., T. KAWALEC, G. REINAUDI et D. GUÉRY-ODELIN (juin 2008). "Optimal Transport of Ultracold Atoms in the Non-Adiabatic Regime". In : *EPL (Europhysics Letters)* 83.1, p. 13001. ISSN : 0295-5075. DOI : [10.1209/0295-5075/83/13001](https://doi.org/10.1209/0295-5075/83/13001). (Visité le 05/05/2022) (cf. p. 187).
- DALIBARD, J. (2013). *Des cages de lumière pour les atomes : la physique des pièges et des réseaux optiques*. Paris : Collège de France. URL : <http://media.college-de-france.fr/site/jean-dalibard/course-2012-2013.htm> (visité le 28/07/2022) (cf. p. 7, 9, 90).
- (2015). *Une brève histoire des atomes froids*. Paris : Collège de France, p. 126 (cf. p. 5).
- (2018). *La matière topologique et son exploration avec les gaz quantiques*. Paris : Collège de France. URL : <https://www.college-de-france.fr/site/jean-dalibard/course-2017-2018.htm> (visité le 26/07/2022) (cf. p. 184).
-  DALVIT, D. A. R., P. W. MILONNI, D. C. ROBERTS (AUTH.), D. DALVIT, P. MILONNI, D. ROBERTS et F. da ROSA (EDS.) (2011). *Casimir Physics*. 1^{re} éd. Lecture Notes in Physics 834. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. ISBN : 978-3-642-20287-2 (cf. p. xi).
- DAVISSON, C. et L. H. GERMER (1^{er} déc. 1927). "Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel". In : *Physical Review* 30.6, p. 705-740. DOI : [10.1103/PhysRev.30.705](https://doi.org/10.1103/PhysRev.30.705). (Visité le 12/08/2022) (cf. p. 14).
- DILAS et COHERENT, éd. (juin 2017). *TA-0780-1000 Tapered Amplifier for MOPA Setups*. URL : https://www.coherent.com/resources/datasheet/components-and-accessories/DILAS_TA-0780-1000.pdf (visité le 06/10/2022) (cf. p. 102).
- DRESE, K. et M. HOLTHAUS (1^{er} mai 1997). "Ultracold Atoms in Modulated Standing Light Waves". In : *Chemical Physics. Dynamics of Driven Quantum Systems* 217.2, p. 201-219. ISSN : 0301-0104. DOI : [10.1016/S0301-0104\(97\)00025-6](https://doi.org/10.1016/S0301-0104(97)00025-6). (Visité le 24/10/2022) (cf. p. 152).
- DU, S., M. B. SQUIRES, Y. IMAI, L. CZAIA, R. A. SARAVANAN, V. BRIGHT, J. REICHEL, T. W. HÄNSCH et D. Z. ANDERSON (10 nov. 2004). "Atom-Chip Bose-Einstein Condensation in a Portable Vacuum Cell". In : *Physical Review A* 70.5, p. 053606. DOI : [10.1103/PhysRevA.70.053606](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.70.053606). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. 179).
- DUHEM, P. (1958). *Le système du monde. VIII : La physique parisienne au XIV^e siècle (suite)*. Hermann. T. 8. 10 t. URL : <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k2425f> (visité le 03/12/2022) (cf. p. vii).
- DUNLAP, D. H. et V. M. KENKRE (15 sept. 1986). "Dynamic Localization of a Charged Particle Moving under the Influence of an Electric Field". In : *Physical Review B* 34.6, p. 3625-3633. DOI : [10.1103/PhysRevB.34.3625](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.34.3625). (Visité le 25/10/2022) (cf. p. 153).

- ECKARDT, A. (31 mar. 2017). “Atomic Quantum Gases in Periodically Driven Optical Lattices”. In : *Reviews of Modern Physics* 89.1, p. 011004. ISSN : 0034-6861, 1539-0756. DOI : [10.1103/RevModPhys.89.011004](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.011004). (Visité le 24/10/2022) (cf. p. 153).
- EDDY, W. (août 2022). *Transmission Control Protocol (TCP)*. Request for Comments RFC 9293. Internet Engineering Task Force. 98 p. DOI : [10.17487/RFC9293](https://doi.org/10.17487/RFC9293). (Visité le 30/09/2022) (cf. p. 96).
- ESTERMANN, I. et O. STERN (1^{er} jan. 1930). “Beugung von Molekularstrahlen”. In : *Zeitschrift für Physik* 61.1, p. 95-125. ISSN : 0044-3328. DOI : [10.1007/BF01340293](https://doi.org/10.1007/BF01340293). (Visité le 12/08/2022) (cf. p. 14).
- FABRE, C., P. CHEINEY, G. L. GATTOBIGIO, F. VERMERSCH, S. FAURE, R. MATHEVET, T. LAHAYE et D. GUÉRY-ODELIN (29 nov. 2011). “Realization of a Distributed Bragg Reflector for Propagating Guided Matter Waves”. In : *Physical Review Letters* 107.23, p. 230401. DOI : [10.1103/PhysRevLett.107.230401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.230401). (Visité le 17/08/2022) (cf. p. 17).
- FEIST, A., K. E. ECHTERNKAMP, J. SCHAUSS, S. V. YALUNIN, S. SCHÄFER et C. ROPERS (mai 2015). “Quantum Coherent Optical Phase Modulation in an Ultrafast Transmission Electron Microscope”. In : *Nature* 521.7551 (7551), p. 200-203. ISSN : 1476-4687. DOI : [10.1038/nature14463](https://doi.org/10.1038/nature14463). (Visité le 23/08/2022) (cf. p. 21).
- FERRI, F., A. L. ROOIJ, C. LEBOUTELLER, P.-A. BOURDEL, M. BAGHDAD, S. SCHWARTZ, S. GARCIA, J. REICHEL et R. LONG (avr. 2022). “An Optical Elevator for Precise Delivery of Cold Atoms Using an Acousto-Optical Deflector”. In : *New Journal of Physics* 24.4, p. 043013. ISSN : 1367-2630. DOI : [10.1088/1367-2630/ac5f84](https://doi.org/10.1088/1367-2630/ac5f84). (Visité le 20/07/2022) (cf. p. 187).
- FRESNEL, A. (1826). “Mémoire Sur La Diffraction de La Lumière”. In : *Mémoires de l'Académie Des Sciences V*, p. 339-475 (cf. p. 19, 37).
- FUSHMAN, I., D. ENGLUND, A. FARAON, N. STOLTZ, P. PETROFF et J. VUČKOVIĆ (9 mai 2008). “Controlled Phase Shifts with a Single Quantum Dot”. In : *Science* 320.5877, p. 769-772. DOI : [10.1126/science.1154643](https://doi.org/10.1126/science.1154643). (Visité le 23/08/2022) (cf. p. 21).
- GARCION, C., N. FABRE, H. BRICHA, F. PERALES, S. SCHEEL, M. DUCLOY et G. DUTIER (oct. 2021). “Intermediate-Range Casimir-Polder Interaction Probed by High-Order Slow Atom Diffraction”. In : *Physical Review Letters*. DOI : [10.1103/PhysRevLett.127.170402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.170402). (Visité le 15/12/2022) (cf. p. xiv).
- GAUTIER, R. (3 juin 2022). “Mesures de précision avec un gyromètre-accéléromètre à atomes froids double axes”. Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. 300 p. (cf. p. 60, 137, 155).
- GEIGER, R. (avr. 2017). “Future Gravitational Wave Detectors Based on Atom Interferometry”. In : p. 285-313. DOI : [10.1142/9789813141766_0008](https://doi.org/10.1142/9789813141766_0008). (Visité le 08/12/2022) (cf. p. ix).

Bibliographie

- GILTNER, D. M., R. W. MCGOWAN et S. A. LEE (2 oct. 1995). “Atom Interferometer Based on Bragg Scattering from Standing Light Waves”. In : *Physical Review Letters* 75.14, p. 2638-2641. DOI : [10.1103/PhysRevLett.75.2638](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.2638). (Visité le 19/08/2022) (cf. p. 20).
- GLÜCK, M., M. HANKEL, A. R. KOLOVSKY et H. J. KORSCH (oct. 2000). “Induced Transitions between Wannier Ladders”. In : *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics* 2.5, p. 612. ISSN : 1464-4266. DOI : [10.1088/1464-4266/2/5/308](https://doi.org/10.1088/1464-4266/2/5/308). (Visité le 21/10/2022) (cf. p. 91).
- GOZZINI, A., F. MANGO, J. H. XU, G. ALZETTA, F. MACCARRONE et R. A. BERNHEIM (1^{er} mai 1993). “Light-Induced Ejection of Alkali Atoms in Polysiloxane Coated Cells”. In : *Il Nuovo Cimento D* 15.5, p. 709-722. ISSN : 0392-6737. DOI : [10.1007/BF02482437](https://doi.org/10.1007/BF02482437). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. 179).
- GREINER, M., I. BLOCH, T. W. HÄNSCH et T. ESSLINGER (9 fév. 2001). “Magnetic Transport of Trapped Cold Atoms over a Large Distance”. In : *Physical Review A* 63.3, p. 031401. DOI : [10.1103/PhysRevA.63.031401](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.63.031401). (Visité le 05/05/2022) (cf. p. 187).
-  GRYNBERG, G., A. ASPECT et C. FABRE (2010). *An Introduction to Quantum Optics*. CUP. ISBN : 978-0-521-55112-0 (cf. p. 22, 33).
-  GUENANCIA, P. (1976). *Du vide à Dieu : essai sur la physique de Pascal*. Avec la coll. d'INTERNET ARCHIVE. Paris : F. Maspero. 350 p. ISBN : 978-2-7071-0823-4. URL : <http://archive.org/details/duvidedieuessais0000guen> (visité le 04/08/2022) (cf. p. viii).
- GÜNTHER, A., M. KEMMLER, S. KRAFT, C. J. VALE, C. ZIMMERMANN et J. FORTÁGH (30 juin 2005). “Combined Chips for Atom Optics”. In : *Physical Review A* 71.6, p. 063619. DOI : [10.1103/PhysRevA.71.063619](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.71.063619). (Visité le 20/07/2022) (cf. p. 187).
- HALBAN, H. von et P. PREISWERK (1^{er} jan. 1937). “Recherches sur les neutrons lents”. In : *Journal de Physique et le Radium* 8.1, p. 29-40. ISSN : 0368-3842, 2777-3442. DOI : [10.1051/jphysrad:019370080102900](https://doi.org/10.1051/jphysrad:019370080102900). (Visité le 16/08/2022) (cf. p. 14).
- HÄNSEL, W., J. REICHEL, P. HOMMELHOFF et T. W. HÄNSCH (22 jan. 2001). “Magnetic Conveyor Belt for Transporting and Merging Trapped Atom Clouds”. In : *Physical Review Letters* 86.4, p. 608-611. DOI : [10.1103/PhysRevLett.86.608](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.608). (Visité le 20/07/2022) (cf. p. 187).
- HARBER, D. M., J. M. OBRECHT, J. M. MCGUIRK et E. A. CORNELL (13 sept. 2005). “Measurement of the Casimir-Polder Force through Center-of-Mass Oscillations of a Bose-Einstein Condensate”. In : *Physical Review A* 72.3, p. 033610. DOI : [10.1103/PhysRevA.72.033610](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.72.033610). (Visité le 29/09/2022) (cf. p. xiv).
- HARBER, D. M. (2005). “Experimental Investigation of Interactions between Ultracold Atoms and Room-Temperature Surfaces”. University of Colorado. 169 p. URL : https://jila.colorado.edu/bec/CornellGroup/theses/harber_thesis.pdf (visité le 29/09/2022) (cf. p. xiv).

- ☞ HILICO, A. (8 sept. 2014). “Capteur de force à atomes piégés dans un réseau optique. Caractérisation des performances.” Thèse de doct. Ecole Normale Supérieure. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01075160> (visité le 21/12/2021) (cf. p. xii, 46, 77, 118).
- ☞ HOOKE, R. (jan. 1665). *Micrographia*. London : Royal Society. URL : <https://en.wikipedia.org/wiki/Micrographia> (visité le 17/08/2022) (cf. p. 19).
- ☞ HORN, K. et M. SCHEFFLER (2000). *Handbook of Surface Science : Electronic Structure*. 1^{re} éd. T. 2. Handbook of Surface Science. North Holland. ISBN : 978-0-444-89291-1 (cf. p. 175).
- HOUDE, O., D. KADIO et L. PRUVOST (25 déc. 2000). “Cold Atom Beam Splitter Realized with Two Crossing Dipole Guides”. In : *Physical Review Letters* 85.26, p. 5543-5546. DOI : [10.1103/PhysRevLett.85.5543](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.5543). (Visité le 02/09/2022) (cf. p. 187).
- ☞ HUARD, S. (1994). *Polarisation de la lumière*. Paris Milan Barcelone : Masson. ISBN : 978-2-225-84300-6 (cf. p. 99, 142).
- ☞ HUYGENS, C. (1690). *Traité de la lumière et discours de la cause de la pesanteur*. Leide : Pierre Vander. URL : <http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/btv1b86069987> (visité le 31/08/2022) (cf. p. 19, 37).
- JCGM (2008). *Vocabulaire international de métrologie*. URL : <https://www.iso.org/sites/JCGM/VIM-introduction.htm> (visité le 14/12/2022) (cf. p. xiii, xv, 85, 166).
- KAPITZA, P. L. et P. a. M. DIRAC (mai 1933). “The Reflection of Electrons from Standing Light Waves”. In : *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 29.2, p. 297-300. ISSN : 1469-8064, 0305-0041. DOI : [10.1017/S0305004100011105](https://doi.org/10.1017/S0305004100011105). (Visité le 16/08/2022) (cf. p. 14).
- KASEVICH, M. et S. CHU (8 juil. 1991). “Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions”. In : *Physical Review Letters* 67.2, p. 181-184. DOI : [10.1103/PhysRevLett.67.181](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.181). (Visité le 18/08/2022) (cf. p. 20).
- KEITH, D. W., C. R. EKSTROM, Q. A. TURCHETTE et D. E. PRITCHARD (27 mai 1991). “An Interferometer for Atoms”. In : *Physical Review Letters* 66.21, p. 2693-2696. DOI : [10.1103/PhysRevLett.66.2693](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2693). (Visité le 18/08/2022) (cf. p. 20).
- ☞ KESHAVAMURTHY, S. et P. SCHLAGHECK, éd. (2011). *Dynamical Tunneling : Theory and Experiment*. CRC Press. ISBN : 978-1-4398-1665-3 (cf. p. 153).
- KITAGAMI, K., K. HOSUMI, K. GOTO et A. HATAKEYAMA (19 juin 2012). “Quantitative Measurements of Light-Induced Desorption of Rubidium Atoms from Quartz Substrates”. In : *Physical Review A* 85.6, p. 062901. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : [10.1103/PhysRevA.85.062901](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.062901). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. 180).
- KLEMPT, C., T. van ZOEST, T. HENNINGER, O. TOPIC, E. RASEL, W. ERTMER et J. ARLT (24 jan. 2006). “UV Light-Induced Atom Desorption for Large Rubidium and Potassium Magneto-Optical Traps”. In : *Physical Review A* 73.1, p. 013410. ISSN : 1050-2947,









Bibliographie

- 1094-1622. DOI : [10.1103/PhysRevA.73.013410](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.73.013410). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. 179, 180).
- KLOSTERMANN, T., C. R. CABRERA, H. VON RAVEN, J. WIENAND, C. SCHWEIZER, I. BLOCH et M. AIDELSBURGER (2022). “Fast Long-Distance Transport of Cold Cesium Atoms”. In : DOI : [10.1103/physreva.105.043319](https://doi.org/10.1103/physreva.105.043319) (cf. p. 187).
- KOYANAGI, K. (2006). “17世紀の真空実験再現 (Reproduire les expériences du vide du XVIIe siècle : l’expérience de Pascal aurait-elle pu être réalisée?)” In : *Bulletin annuel de la société de langue et littérature française du Chubu* 30, p. 17-29. DOI : [10.24522/basllfc.30.0_17](https://doi.org/10.24522/basllfc.30.0_17) (cf. p. viii).
- KOYANAGI, K. (20 déc. 1989). “Les expériences du vide dans le vide”. In : *Courrier du Centre International Blaise-Pascal* 11 (11), p. 3-23. ISSN : 0249-6674. DOI : [10.4000/cibp.642](https://doi.org/10.4000/cibp.642). (Visité le 08/12/2022) (cf. p. viii).
- ☞ KOYRÉ, A. (26 oct. 1973). *Du monde clos à l’univers infini*. Trad. par R. TARR. Idées 301. Paris : Gallimard. 352 p. ISBN : 2-07-035301-X. URL : <https://www.gallimard.fr/Catalogue/GALLIMARD/Idees/Du-monde-clos-a-l-univers-infini#> (cf. p. vii).
- ☞ – (1985). *Études d’histoire de La Pensée Scientifique*. Tel Gallimard. Gallimard (cf. p. vii).
- KRIEGER, J. B. et G. J. IAFRATE (15 avr. 1986). “Time Evolution of Bloch Electrons in a Homogeneous Electric Field”. In : *Physical Review B* 33.8, p. 5494-5500. DOI : [10.1103/PhysRevB.33.5494](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.5494). (Visité le 15/09/2022) (cf. p. 9).
- LALLOTIS, A., B.-S. LU, M. DUCLOY et D. WILKOWSKI (déc. 2021). “Atom-Surface Physics : A Review”. In : *AVS Quantum Science* 3.4, p. 043501. ISSN : 2639-0213. DOI : [10.1116/5.0063701](https://doi.org/10.1116/5.0063701). (Visité le 22/04/2022) (cf. p. xiii).
- LANDRAGIN, A. (19 déc. 1997). “Réflexion d’atomes sur un miroir à onde évanescente : Mesure de la force de van der Waals et diffraction atomique”. Thèse de doct. Université Paris Sud - Paris XI. URL : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00400765> (visité le 05/12/2022) (cf. p. xiv).
- ☞ LANDRAGIN, A., F. PEREIRA DOS SANTOS, A. LUC, A. XAVIER, A. MATTEO, B. QUENTIN, B. CHRISTIAN, C. ROMAIN, D. XIAOBING, D. WILLIAM, G. A. CARLOS, G. ROMAIN, G. REMI, K. ROMAIN, K. SEUNGJIN, M. JEAN-MARC, M. SÉBASTIEN et S. LEONID (fév. 2019). *Atom Interferometry for High Sensitivity Inertial Measurements*. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03735373> (visité le 22/11/2022).
- LEE, J. H., H. JUNG, J.-y. CHOI et J. MUN (10 déc. 2020). “Transporting Cold Atoms Using an Optically Compensated Zoom Lens”. In : *Physical Review A* 102.6, p. 063106. DOI : [10.1103/PhysRevA.102.063106](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.102.063106). (Visité le 05/05/2022) (cf. p. 187).
- LÉONARD, J., M. LEE, A. MORALES, T. M. KARG, T. ESSLINGER et T. DONNER (sept. 2014). “Optical Transport and Manipulation of an Ultracold Atomic Cloud Using Focus-Tunable Lenses”. In : *New Journal of Physics* 16.9, p. 093028. ISSN : 1367-2630. DOI : [10.1088/1367-2630/16/9/093028](https://doi.org/10.1088/1367-2630/16/9/093028). (Visité le 20/07/2022) (cf. p. 187).

- LONDON, F. (1^{er} mar. 1930). “Zur Theorie und Systematik der Molekularkräfte”. In : *Zeitschrift für Physik* 63.3, p. 245-279. ISSN : 0044-3328. DOI : [10.1007/BF01421741](https://doi.org/10.1007/BF01421741). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. xi).
- LONG, R., T. ROM, W. HÄNSEL, T. W. HÄNSCH et J. REICHEL (1^{er} août 2005). “Long Distance Magnetic Conveyor for Precise Positioning Of ultracold Atoms”. In : *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* 35.1, p. 125-133. ISSN : 1434-6079. DOI : [10.1140/epjd/e2005-00177-6](https://doi.org/10.1140/epjd/e2005-00177-6). (Visité le 20/07/2022) (cf. p. 187).
- MALUS, É.-L. (1808). “Mémoire sur l’optique”. In : *Journal de l’École polytechnique* 7.14, p. 1-44. URL : <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k433670m> (visité le 18/08/2022) (cf. p. 19).
- MATHIEU, É. (avr. 1868). “Mémoire sur le mouvement vibratoire d’une membrane de forme elliptique”. In : *Journal de mathématiques pures et appliquées* XIII, p. 137-203. URL : <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k16412q> (visité le 17/08/2022) (cf. p. 17).
- ☐ MAURY, A. (27 sept. 2016). “Effet Casimir-Polder sur des atomes piégés”. Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01478886> (visité le 12/08/2022) (cf. p. xv, 173, 174).
- MCGUIRK, J. M., D. M. HARBER, J. M. OBRECHT et E. A. CORNELL (22 juin 2004). “Alkali Adsorbate Polarization on Conducting and Insulating Surfaces Probed with Bose-Einstein Condensates”. In : *Physical Review A* 69.6, p. 062905. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : [10.1103/PhysRevA.69.062905](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.69.062905). (Visité le 05/05/2022) (cf. p. xiv, 83, 175).
- MENDEZ, E. E., F. AGULLÓ-RUEDA et J. M. HONG (6 juin 1988). “Stark Localization in GaAs-GaAlAs Superlattices under an Electric Field”. In : *Physical Review Letters* 60.23, p. 2426-2429. DOI : [10.1103/PhysRevLett.60.2426](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.2426). (Visité le 09/08/2022) (cf. p. 3).
- MENZEL, D. et R. GOMER (déc. 1964). “Desorption from Metal Surfaces by Low-Energy Electrons”. In : *The Journal of Chemical Physics* 41.11, p. 3311-3328. ISSN : 0021-9606. DOI : [10.1063/1.1725730](https://doi.org/10.1063/1.1725730). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. 179).
- MESSINA, R. (2010). “Casimir-Polder Force between Atom and Surface : Geometrical and Dynamical Effects”. Thèse de doct. LKB : Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (cf. p. xiii).
- MESSINA, R., S. PELISSON, M.-C. ANGININ et P. WOLF (12 mai 2011). “Atomic States in Optical Traps near a Planar Surface”. In : *Physical Review A* 83.5, p. 052111. DOI : [10.1103/PhysRevA.83.052111](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.052111). (Visité le 24/08/2022) (cf. p. x).
- MEUCCI, M., E. MARIOTTI, P. BICCHI, C. MARINELLI et L. MOI (20 mar. 1994). “Light-Induced Atom Desorption”. In : *Europhysics Letters (EPL)* 25.9, p. 639-643. ISSN : 0295-

Bibliographie

- 5075, 1286-4854. DOI : [10.1209/0295-5075/25/9/001](https://doi.org/10.1209/0295-5075/25/9/001). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. 180, 181).
- MIDDELMANN, T., S. FALKE, C. LISDAT et U. STERR (juil. 2012). “Long-Range Transport of Ultracold Atoms in a Far-Detuned One-Dimensional Optical Lattice”. In : *New Journal of Physics* 14.7, p. 073020. ISSN : 1367-2630. DOI : [10.1088/1367-2630/14/7/073020](https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/7/073020). (Visité le 05/05/2022) (cf. p. 187).
- MITCHELL, D. P. et P. N. POWERS (1^{er} sept. 1936). “Bragg Reflection of Slow Neutrons”. In : *Physical Review* 50.5, p. 486-487. DOI : [10.1103/PhysRev.50.486.2](https://doi.org/10.1103/PhysRev.50.486.2). (Visité le 16/08/2022) (cf. p. 14).
- MOLER, K., D. S. WEISS, M. KASEVICH et S. CHU (1^{er} jan. 1992). “Theoretical Analysis of Velocity-Selective Raman Transitions”. In : *Physical Review A* 45.1, p. 342-348. DOI : [10.1103/PhysRevA.45.342](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.45.342). (Visité le 30/08/2022) (cf. p. 38).
- MOSKOWITZ, P. E., P. L. GOULD, S. R. ATLAS et D. E. PRITCHARD (1^{er} août 1983). “Diffraction of an Atomic Beam by Standing-Wave Radiation”. In : *Physical Review Letters* 51.5, p. 370-373. DOI : [10.1103/PhysRevLett.51.370](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.51.370). (Visité le 16/08/2022) (cf. p. 14).
- MOSTEPANENKO, V. M. et N. N. TRUNOV (30 nov. 1988). “The Casimir Effect and Its Applications”. In : *Soviet Physics Uspekhi* 31.11, p. 965. ISSN : 0038-5670. DOI : [10.1070/PU1988v031n11ABEH005641](https://doi.org/10.1070/PU1988v031n11ABEH005641). (Visité le 26/04/2022) (cf. p. xii).
-  NEWTON, I., J.-P. MARAT et M. BLAY (2015). *Optique*. Nouvelle éd. Idem. Paris : Dunod. ISBN : 978-2-10-071679-1 (cf. p. 19).
-  NYE, J. F. (1985). *Physical Properties of Crystals : Their Representation by Tensors and Matrices*. Oxford University Press, USA. ISBN : 978-0-19-851165-6 (cf. p. 111).
- OBRECHT, J. M., R. J. WILD, M. ANTEZZA, L. P. PITAEVSKII, S. STRINGARI et E. A. CORNELL (8 fév. 2007). “Measurement of the Temperature Dependence of the Casimir-Polder Force”. In : *Physical Review Letters* 98.6, p. 063201. DOI : [10.1103/PhysRevLett.98.063201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.063201). (Visité le 15/11/2022) (cf. p. xiv, 175).
- OBRECHT, J. M., R. J. WILD et E. A. CORNELL (19 juin 2007). “Measuring Electric Fields from Surface Contaminants with Neutral Atoms”. In : *Physical Review A* 75.6, p. 062903. DOI : [10.1103/PhysRevA.75.062903](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.75.062903). (Visité le 15/11/2022) (cf. p. xiv, xv, 175, 176, 180, 181).
- OBRECHT, J. M. (2007). “Measurement of the Temperature Dependence of the Casimir-Polder Force”. University of Colorado. URL : https://jila.colorado.edu/bec/CornellGroup/theses/obrecht_thesis.pdf (visité le 29/09/2022) (cf. p. xiv, 175).
- OHMACHI, Y. et N. UCHIDA (1^{er} juin 1970). “Temperature Dependence of Elastic, Dielectric, and Piezoelectric Constants in TeO₂ Single Crystals”. In : *Journal of Applied Physics* 41, p. 2307-2311. DOI : [10.1063/1.1659223](https://doi.org/10.1063/1.1659223) (cf. p. 111).

- ONOFRIO, R. (oct. 2006). “Casimir Forces and Non-Newtonian Gravitation”. In : *New Journal of Physics* 8.10, p. 237. ISSN : 1367-2630. DOI : [10.1088/1367-2630/8/10/237](https://doi.org/10.1088/1367-2630/8/10/237). (Visité le 15/11/2022) (cf. p. [xiii](#)).
-  PASCAL, B. (1663). *Traitez de l'équilibre des liqueurs et de la pesanteur de la masse de l'air*. Guillaume Desprez. 279 p. URL : http://archive.org/details/bub_gb_F8UPAAAAQAAJ (visité le 16/03/2022) (cf. p. [viii](#)).
-  PELISSON, S. (2009). *Théorie d'un atome piégé pour la recherche d'une violation des lois de la gravitation et l'étude des fluctuations du vide*. Rapport de stage de M2. SYRTE, p. 34.
-  – (25 oct. 2012). “Étude d'états atomiques à proximité d'une surface massive - Application à l'expérience FORCA-G”. Thèse de doct. Observatoire de Paris. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00788325> (visité le 02/08/2022) (cf. p. [27](#), [31](#), [37](#)).
-  PELISSON, S., R. MESSINA, M.-C. ANGININ et P. WOLF (15 juil. 2013). “Lifetimes of Atoms Trapped in an Optical Lattice in Proximity of a Surface”. In : *Physical Review A* 88.1, p. 013411. DOI : [10.1103/PhysRevA.88.013411](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.88.013411). (Visité le 14/09/2022).
-  PELLE, B., A. HILICO, G. TACKMANN, Q. BEAUFILS et F. PEREIRA DOS SANTOS (4 fév. 2013). “State-Labeling Wannier-Stark Atomic Interferometers”. In : *Physical Review A* 87.2, p. 023601. DOI : [10.1103/PhysRevA.87.023601](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.023601). (Visité le 07/06/2022) (cf. p. [41](#), [168](#)).
-  PELLE, B. (16 oct. 2013). “Interféromètres atomiques dans un réseau optique”. Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00921181> (visité le 01/03/2022) (cf. p. [27](#), [31](#), [33](#), [34](#), [36](#), [37](#), [46](#), [50](#), [59](#), [63](#), [68](#), [70](#), [147](#), [149](#)).
-  PEREIRA DOS SANTOS, F., P. WOLF, A. LANDRAGIN, M.-C. ANGININ, P. LEMONDE, S. BIZE, A. CLAIRON, A. LAMBRECHT, B. LAMINE et S. REYNAUD (mai 2009). “Measurement of Short Range Forces Using Cold Atoms”. In : *Frequency Standards and Metrology*. WORLD SCIENTIFIC, p. 44-52. ISBN : 978-981-283-821-6. URL : https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789812838223_0004 (visité le 02/09/2022) (cf. p. [x](#)).
-  PEREIRA DOS SANTOS, F., L. ABSIL, Y. BALLAND, S. MERLET, M. PESCHE, R. PICCON et S. SARKAR (sept. 2021). “Atom Interferometry and Its Applications for Gravity Sensing”. In : *SAMOP21 DPG Conference*. Online, Germany. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03729751> (visité le 22/11/2022).
- PERLMUTTER, S. et al. (8 déc. 1998). “Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae”. In : DOI : [10.1086/307221](https://doi.org/10.1086/307221). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. [x](#)).

Bibliographie

- PLANCK, M. (1901). “Über Das Gesetz Der Energieverteilung Im Normalspectrum”. In : *Annalen der Physik* 309.3, p. 553-563. ISSN : 1521-3889. DOI : [10.1002/andp.19013090310](https://doi.org/10.1002/andp.19013090310). (Visité le 12/08/2022) (cf. p. 14).
- PLONUS, M. (1^{er} jan. 2020). “9 - Digital Systems”. In : *Electronics and Communications for Scientists and Engineers (Second Edition)*. Sous la dir. de M. PLONUS. Butterworth-Heinemann, p. 355-480. ISBN : 978-0-12-817008-3. DOI : [10.1016/B978-0-12-817008-3.00009-7](https://doi.org/10.1016/B978-0-12-817008-3.00009-7). (Visité le 23/08/2022) (cf. p. 21).
- POINCARÉ, H. (1892). *Leçons sur la théorie mathématique de la lumière*. T. 2. 2 t. URL : <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k5462651m> (visité le 19/10/2022) (cf. p. 142).
- RABI, I. I., S. MILLMAN, P. KUSCH et J. R. ZACHARIAS (15 mar. 1939). “The Molecular Beam Resonance Method for Measuring Nuclear Magnetic Moments. The Magnetic Moments of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ and ${}^{19}\text{F}$ ”. In : *Physical Review* 55.6, p. 526-535. DOI : [10.1103/PhysRev.55.526](https://doi.org/10.1103/PhysRev.55.526). (Visité le 12/08/2022) (cf. p. 21).
- RASEL, E. M., M. K. OBERTHALER, H. BATELAAN, J. SCHMIEDMAYER et A. ZEILINGER (2 oct. 1995). “Atom Wave Interferometry with Diffraction Gratings of Light”. In : *Physical Review Letters* 75.14, p. 2633-2637. DOI : [10.1103/PhysRevLett.75.2633](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.2633). (Visité le 18/08/2022) (cf. p. 20).
- RASKIN, D. et P. KUSCH (15 mar. 1969). “Interaction between a Neutral Atomic or Molecular Beam and a Conducting Surface”. In : *Physical Review* 179.3, p. 712-721. DOI : [10.1103/PhysRev.179.712](https://doi.org/10.1103/PhysRev.179.712). (Visité le 14/12/2022) (cf. p. xiii).
- REDHEAD, P. A. (mai 1964). “Interaction of Slow Electrons with Chemisorbed Oxygen”. In : *Canadian Journal of Physics* 42.5, p. 886-905. ISSN : 0008-4204. DOI : [10.1139/p64-083](https://doi.org/10.1139/p64-083). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. 179).
- REINHARDT, A. et T. LAROCHE (mai 2021). *Composants radiofréquences à ondes élastiques de volume - Outils de simulation*. In : *Techniques de l'Ingénieur*. Électronique. URL : <https://www.techniques-ingenieur.fr/doi/10.51257/a/v3/e3210> (visité le 12/10/2022) (cf. p. 111).
- RIESS, A. G., A. V. FILIPPENKO, P. CHALLIS, A. CLOCCHIATTIA, A. DIERCKS, P. M. GARNAVICH, R. L. GILLILAND, C. J. HOGAN, S. JHA, R. P. KIRSHNER, B. LEIBUNDGUT, M. M. PHILLIPS, D. REISS, B. P. SCHMIDT, R. A. SCHOMMER, R. C. SMITH, J. SPYROMILIO, C. STUBBS, N. B. SUNTZEFF et J. TONRY (15 mai 1998). “Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant”. In : DOI : [10.1086/300499](https://doi.org/10.1086/300499). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. x).
- RILEY, W. et D. A. HOWE (2022). “Handbook of Frequency Stability Analysis”. In : *NIST* (). URL : <https://www.nist.gov/publications/handbook-frequency-stability-analysis> (visité le 13/10/2022) (cf. p. 110).

- SANDOGHDAR, V., C. I. SUKENIK, E. A. HINDS et S. HAROCHE (8 juin 1992). “Direct Measurement of the van Der Waals Interaction between an Atom and Its Images in a Micron-Sized Cavity”. In : *Physical Review Letters* 68.23, p. 3432-3435. DOI : [10.1103/PhysRevLett.68.3432](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.3432). (Visité le 14/12/2022) (cf. p. [xiii](#)).
- SCHÄFTER+KIRCHHOFF (juil. 2013). *Polarization Analyzer*. URL : <https://www.sukhamburg.com/cgi-bin/custom/showdocument.pl?doc=Manual%5FPolarimeter%5F464e%2Epdf> (visité le 11/10/2022) (cf. p. [112](#), [141](#)).
- SCHNEIDER, H., K. FUJIWARA, H. T. GRAHN, K. v. KLITZING et K. PLOOG (12 fév. 1990). “Electro-optical Multistability in GaAs/AlAs Superlattices at Room Temperature”. In : *Applied Physics Letters* 56.7, p. 605-607. ISSN : 0003-6951. DOI : [10.1063/1.102711](https://doi.org/10.1063/1.102711). (Visité le 26/08/2022) (cf. p. [3](#)).
- SCHÖN, Y., J. N. VOSS, M. WILDERMUTH, A. SCHNEIDER, S. T. SKACEL, M. P. WEIDES, J. H. COLE, H. ROTZINGER et A. V. USTINOV (13 mar. 2020). “Rabi Oscillations in a Superconducting Nanowire Circuit”. In : *npj Quantum Materials* 5.1 (1), p. 1-5. ISSN : 2397-4648. DOI : [10.1038/s41535-020-0220-x](https://doi.org/10.1038/s41535-020-0220-x). (Visité le 23/08/2022) (cf. p. [21](#)).
- SCHWINDT, P. D. D., E. A. CORNELL, T. KISHIMOTO, Y.-J. WANG et D. Z. ANDERSON (18 août 2005). “Efficient Loading of a Magnetic Waveguide on an Atom Chip”. In : *Physical Review A* 72.2, p. 023612. DOI : [10.1103/PhysRevA.72.023612](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.72.023612). (Visité le 02/09/2022) (cf. p. [187](#)).
- SHIH, A. (1^{er} avr. 1974). “Van Der Waals Forces between a Cs Atom or a CsCl Molecule and Metal or Dielectric Surfaces”. In : *Physical Review A* 9.4, p. 1507-1514. DOI : [10.1103/PhysRevA.9.1507](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.9.1507). (Visité le 14/12/2022) (cf. p. [xiii](#)).
- SHIMIZU, F. (5 fév. 2001). “Specular Reflection of Very Slow Metastable Neon Atoms from a Solid Surface”. In : *Physical Review Letters* 86.6, p. 987-990. DOI : [10.1103/PhysRevLett.86.987](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.987). (Visité le 14/12/2022) (cf. p. [xiv](#)).
- SHIMIZU, F. et J.-i. FUJITA (25 mar. 2002). “Reflection-Type Hologram for Atoms”. In : *Physical Review Letters* 88.12, p. 123201. ISSN : 0031-9007. DOI : [10.1103/PhysRevLett.88.123201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.123201) (cf. p. [xiv](#)).
- SILVESTROVA, I. M., Y. V. PISAREVSKII, P. A. SENYUSHENKOV, A. I. KRUPNY, R. VOSZKA, I. FÖLDVÁRI et J. JANSZKY (1987). “Temperature Dependence of Elastic Properties of Paratellurite”. In : *physica status solidi (a)* 101.2, p. 437-444. ISSN : 1521-396X. DOI : [10.1002/pssa.2211010215](https://doi.org/10.1002/pssa.2211010215). (Visité le 14/10/2022) (cf. p. [111](#)).
- ☐ SOLARO, C. (3 nov. 2016). “Interféromètres atomiques piégés : du régime dilué au régime dense”. Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01508504> (visité le 21/12/2021) (cf. p. [x](#), [xi](#), [34](#), [37](#), [46](#), [53](#), [57](#), [58](#), [68](#), [70](#), [77](#)).
- SOMPET, P., Y. H. FUNG, E. SCHWARTZ, M. D. J. HUNTER, J. PHROMPAO et M. F. ANDERSEN (13 mar. 2017). “Zeeman-Insensitive Cooling of a Single Atom to Its Two-Dimensional Motional Ground State in Tightly Focused Optical Tweezers”. In : *Physical Review*

Bibliographie

- A 95.3, p. 031403. DOI : [10.1103/PhysRevA.95.031403](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.95.031403). (Visité le 17/12/2022) (cf. p. 36).
- SORRENTINO, F., A. ALBERTI, G. FERRARI, V. V. IVANOV, N. POLI, M. SCHIOPPO et G. M. TINO (9 jan. 2009). “Quantum Sensor for Atom-Surface Interactions below $10\mu\text{m}$ ”. In : *Physical Review A* 79.1, p. 013409. DOI : [10.1103/PhysRevA.79.013409](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.79.013409). (Visité le 01/04/2022) (cf. p. xiv, 187).
- SPARNAAY, M. J. (1^{er} jan. 1958). “Measurements of Attractive Forces between Flat Plates”. In : *Physica* 24.6, p. 751-764. ISSN : 0031-8914. DOI : [10.1016/S0031-8914\(58\)80090-7](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(58)80090-7). (Visité le 01/08/2022) (cf. p. xii).
- STAMPFL, C., K. KAMBE, R. FASEL, P. AEBI et M. SCHEFFLER (15 juin 1998). “Theoretical Analysis of the Electronic Structure of the Stable and Metastable $c(2 \times 2)$ Phases of Na on Al(001) : Comparison with Angle-Resolved Ultraviolet Photoemission Spectra”. In : *Physical Review B* 57.24, p. 15251-15260. ISSN : 0163-1829, 1095-3795. DOI : [10.1103/PhysRevB.57.15251](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.15251). (Visité le 17/12/2022) (cf. p. 177).
- STECK (9 juil. 2021). *Rubidium 87 D Line Data*. URL : <https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf> (visité le 30/06/2022) (cf. p. 21, 58, 71).
- SUZUKI, T. et R. SINGH (1^{er} jan. 2020). “Chapter Eight - Coherent Control of a Semiconductor Quantum Dot Ensemble”. In : *Semiconductors and Semimetals*. Sous la dir. de S. T. CUNDIFF et M. KIRA. T. 105. Semiconductor Quantum Science and Technology. Elsevier, p. 347-385. DOI : [10.1016/bs.semsem.2020.09.005](https://doi.org/10.1016/bs.semsem.2020.09.005). (Visité le 23/08/2022) (cf. p. 21).
- ☐ TACKMANN, G., B. PELLE, A. HILICO, Q. BEAUFILS et F. PEREIRA DOS SANTOS (22 déc. 2011). “Raman-Laser Spectroscopy of Wannier-Stark States”. In : *Physical Review A* 84.6, p. 063422. DOI : [10.1103/PhysRevA.84.063422](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.84.063422). (Visité le 09/08/2022).
- ☐ TACKMANN, G. (25 sept. 2013). “Raman Interferometry with Free-Falling and Trapped Atoms”. Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI; Leibniz Universität Hannover. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00966091> (visité le 31/03/2022) (cf. p. 95, 97, 98).
- TAKEDA, H. (15 déc. 2007). “Travaux sur Pascal et le vide au Japon”. In : *Courrier du Centre International Blaise-Pascal* 29 (29), p. 40-48. ISSN : 0249-6674. URL : <https://journals.openedition.org/ccibp/500> (visité le 08/12/2022) (cf. p. viii).
- THOMSON, G. P. et A. REID (juin 1927). “Diffraction of Cathode Rays by a Thin Film”. In : *Nature* 119.3007 (3007), p. 890-890. ISSN : 1476-4687. DOI : [10.1038/119890a0](https://doi.org/10.1038/119890a0). (Visité le 12/08/2022) (cf. p. 14).
- TOPTICA (22 nov. 2017). *EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000 Semiconductor Optical Amplifier*. URL : https://www.toptica-eagleyard.com/fileadmin/downloads/data_sheets/EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000.pdf (visité le 06/10/2022) (cf. p. 102).

- TORRALBO-CAMPO, L., G. D. BRUCE, G. SMIRNE et D. CASSETTARI (13 oct. 2015). “Light-Induced Atomic Desorption in a Compact System for Ultracold Atoms”. In : *Scientific Reports* 5.1 (1), p. 14729. ISSN : 2045-2322. DOI : [10 . 1038 / srep14729](https://doi.org/10.1038/srep14729). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. 179).
- UNNIKRISHNAN, G., C. BEULENKAMP, D. ZHANG, K. P. ZAMARSKI, M. LANDINI et H.-C. NÄGERL (juin 2021). “Long Distance Optical Transport of Ultracold Atoms : A Compact Setup Using a Moiré Lens”. In : *Review of Scientific Instruments* 92.6, p. 063205. ISSN : 0034-6748. DOI : [10.1063/5.0049320](https://doi.org/10.1063/5.0049320). (Visité le 05/05/2022) (cf. p. 187).
- van der WAALS, J. D. (14 juin 1873). “Over de continuïteit van den gas- en vloeïstof-toestand”. Leiden : Universiteit Gent. 134 p. URL : https://ilorentz.org/history/proefschriften/sources/vanderWaals_1873.pdf (visité le 09/12/2022) (cf. p. xi).
- VIJAY, R., C. MACKLIN, D. H. SLICHTER, S. J. WEBER, K. W. MURCH, R. NAIK, A. N. KOROTKOV et I. SIDDIQI (oct. 2012). “Stabilizing Rabi Oscillations in a Superconducting Qubit Using Quantum Feedback”. In : *Nature* 490.7418 (7418), p. 77-80. ISSN : 1476-4687. DOI : [10.1038/nature11505](https://doi.org/10.1038/nature11505). (Visité le 23/08/2022) (cf. p. 21).
- VOISIN, P., J. BLEUSE, C. BOUCHE, S. GAILLARD, C. ALIBERT et A. REGRENY (3 oct. 1988). “Observation of the Wannier-Stark Quantization in a Semiconductor Superlattice”. In : *Physical Review Letters* 61.14, p. 1639-1642. DOI : [10.1103/PhysRevLett.61.1639](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.1639). (Visité le 26/08/2022) (cf. p. 3).
- ☐ WANG, X. (1^{er} jan. 2011). “Gravimètres de Haute Résolution Basés Sur l’interférométrie Atomique”. Thèse de doctorat. Paris 6. URL : <https://theses.fr/2011PA066423> (visité le 07/07/2022) (cf. p. 46).
- WANNIER, G. H. (1^{er} août 1937). “The Structure of Electronic Excitation Levels in Insulating Crystals”. In : *Physical Review* 52.3, p. 191-197. DOI : [10.1103/PhysRev.52.191](https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.191). (Visité le 09/08/2022) (cf. p. 8, 9).
- (15 jan. 1960). “Wave Functions and Effective Hamiltonian for Bloch Electrons in an Electric Field”. In : *Physical Review* 117.2, p. 432-439. DOI : [10.1103/PhysRev.117.432](https://doi.org/10.1103/PhysRev.117.432). (Visité le 05/08/2022) (cf. p. 3).
- (15 mai 1969). “Stark Ladder in Solids? A Reply”. In : *Physical Review* 181.3, p. 1364-1365. DOI : [10.1103/PhysRev.181.1364](https://doi.org/10.1103/PhysRev.181.1364). (Visité le 15/09/2022) (cf. p. 11).
- XU, J. H., A. GOZZINI, F. MANGO, G. ALZETTA et R. A. BERNHEIM (1^{er} oct. 1996). “Photoatomic Effect : Light-induced Ejection of Na and Na₂ from Polydimethylsiloxane Surfaces”. In : *Physical Review A* 54.4, p. 3146-3150. DOI : [10.1103/PhysRevA.54.3146](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.54.3146). (Visité le 09/12/2022) (cf. p. 179).
- YOUNG, T. (1804). “The Bakerian Lecture : Experiments and Calculations Relative to Physical Optics”. In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 94, p. 1-16. ISSN : 0261-0523. URL : <https://www.jstor.org/stable/107135> (visité le 18/08/2022) (cf. p. 19).

Bibliographie

- 📖 YOUNG, T. (1807). *A Course of Lectures on Natural Philosophy and the Mechanical Arts*. Avec la coll. d'UNIVERSITY OF CALIFORNIA LIBRARIES. London : Printed for J. Johnson. 798 p. URL : <http://archive.org/details/lecturescourseof02younrich> (visité le 18/08/2022) (cf. p. 19).
- ZAK, J. (24 juin 1968). “Stark Ladder in Solids?” In : *Physical Review Letters* 20.26, p. 1477-1481. DOI : [10.1103/PhysRevLett.20.1477](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.20.1477). (Visité le 26/08/2022) (cf. p. 3, 11).
- ZENER, C. (1^{er} sept. 1932). “Non-Adiabatic Crossing of Energy Levels”. In : *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 137.833, p. 696-702. ISSN : 0080-46301364-5021. DOI : [10.1098/rspa.1932.0165](https://doi.org/10.1098/rspa.1932.0165). (Visité le 22/09/2022) (cf. p. 90).
- 🔖 ZHOU, M.-K., B. PELLE, A. HILICO et F. PEREIRA DOS SANTOS (3 juil. 2013). “Atomic Multiwave Interferometer in an Optical Lattice”. In : *Physical Review A* 88.1, p. 013604. DOI : [10.1103/PhysRevA.88.013604](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.88.013604). (Visité le 24/10/2022).

Table des matières

Remerciements	ii
Table des symboles	v
I. Introduction	vii
Éléments de contexte	ix
La force de Casimir	xi
Plan de ce manuscrit	xvi
Première partie. Atomes dans un réseau	1
II. Atomes dans un réseau stationnaire	3
II.1. Atomes dans un réseau & structure de bande	5
II.1.1. Expression des hamiltoniens	5
II.1.2. Structure de bande	6
II.1.3. Cas d'un piège vertical	9
II.1.4. Oscillations de Bloch & échelle de Wannier-Stark	11
II.2. Diffraction par une onde stationnaire	14
II.2.1. Régime de Raman-Nath	14
II.2.2. Régime de Bragg	17
III. Interférométrie atomique sur Forca-G	19
III.1. Oscillations de Rabi	21
III.1.1. Description du problème	21
III.1.2. Résolution	22
III.1.3. Transitions π et $\pi/2$	24
III.2. Couplage entre les puits du réseau vertical : cas des transitions micro- onde et Raman	26
III.2.1. Couplage entre les puits de l'échelle de Wannier-Stark	26
III.2.2. Présentation des transitions Raman et micro-ondes	28
III.2.3. Couplage inter-puits et type de transition	30

Table des matières

III.2.4.	Couplage inter-puits et profondeur du réseau	30
III.3.	Spéctroscopie Raman	33
III.3.1.	Force dipolaire exercée par un faisceau laser	33
III.3.2.	Gradients d'intensité vertical	34
III.3.3.	Effet Aulter-Townes	34
III.3.4.	Faisceau de confinement transverse et bandes latérales	36
III.4.	Interférométrie piégée	37
III.4.1.	Introduction à l'interférométrie atomique	37
III.4.2.	Interféromètres de Ramsey et de Ramsey-Raman	38
III.5.	Conclusion	41
 Deuxième partie. Le dispositif expérimental		43
 iv. Présentation générale de l'expérience		45
iv.1.	Refroidissement des atomes	47
iv.1.1.	Pièges magnéto-optiques	47
iv.1.2.	Piège dipolaire	53
iv.2.	Préparation et interrogation des atomes	58
iv.2.1.	Sous-niveaux Zeeman	58
iv.2.2.	Autres champs magnétiques	59
iv.2.3.	Interrogation des atomes	60
iv.3.	Les différentes sources lasers disponibles sur Forca-G	61
iv.3.1.	Piège mixte et super-réseau	61
iv.3.2.	Banc des lasers Refroidisseur & Repompeur	62
 v. Calibration des systèmes d'imagerie in-situ		67
v.1.	Systèmes d'imagerie disponibles sur notre expérience	69
v.1.1.	Détection par nappes de fluorescence	69
v.1.2.	Détection in-situ	70
v.1.2.1.	Par absorption	70
v.1.2.2.	Par fluorescence	72
v.1.2.3.	Collection des photons	73
v.2.	Optimisation de l'imagerie par fluorescence	76

Troisième partie. Lancer	81
vi. Atomes dans des réseaux optiques accélérés	83
vi.1. Objectifs et état de l'art	84
vi.2. Atomes dans des réseaux accélérés	87
vi.2.1. Principe du transport	87
vi.3. Sources de pertes	89
vi.3.1. Pertes non-adiabatiques : effet Landau-Zener	89
vi.3.2. Émission spontanée	91
vii. Implémentation et choix expérimentaux	93
vii.1. Choix des paramètres expérimentaux	95
vii.1.1. Rappel des résultats préliminaires	95
vii.1.2. Défauts observés dans cette première configuration et choix pratiques	98
vii.2. Préparation des faisceaux lasers utiles	101
vii.2.1. Nouveau banc de préparation des faisceaux de l'ascenseur de Bloch	101
vii.2.2. Optimisation de l'injection des amplificateurs optiques	102
vii.2.3. Émission spontanée parasite des amplificateurs optiques	103
vii.3. Alignement des faisceaux	106
vii.3.1. Le problème de la polarisation	106
vii.3.2. Superposition des faisceaux	111
vii.3.3. Le confinement transverse	115
vii.4. Conclusion et pertes attendues dans cette configuration expérimentale	117
viii. Optimisation et performances	121
viii.1. Premier point d'optimisation : durée des phases de transport et nuage initial	123
viii.1.1. Durée des phases de transport	123
viii.1.2. Température initiale du nuage avant le transport	124
viii.1.3. Taille verticale du nuage atomique	127
viii.2. Pertes par émission spontanée et pertes latérales	128
viii.3. Influence de la puissance dans les faisceaux de Bloch	131
viii.4. Stabilité de la position du nuage et résolution spatiale	133
Conclusion et récapitulatif	135

Quatrième partie. Mesurer	137
ix. Mesures proche du miroir Raman	139
ix.1. Premiers réglages et premiers spectres	141
ix.1.1. Réglage fin de la polarisation	141
ix.1.2. Amélioration du rapport signal à bruit	145
ix.1.3. Alignement du réseau vertical sur les faisceaux Raman	146
ix.1.4. Horizontalité du miroir	147
ix.2. Gestion & élimination des vibrations du miroir interne	152
ix.2.1. Bandes latérales dues aux vibrations	152
ix.2.2. Étude du bruit de vibration	154
ix.2.3. Contrainte sur le soufflet	156
ix.2.4. Suppression des bandes latérales	157
ix.3. Une première tentative de mesure spectroscopique de la force à courte distance	160
ix.4. Conclusion	162
x. Vers une première mesure de l'effet Casimir-Polder sur Forca-G	165
x.1. Calibration de la distance au miroir	166
x.2. Premiers interférogrammes	168
x.3. Une première mesure de force par interférométrie	171
x.3.1. La mesure!	171
x.3.2. Comparaison au potentiel de Casimir-Polder	173
x.3.3. Un premier modèle pour expliquer l'écart à la loi attendue : une adsorption d'atomes de rubidium?	175
xi. Conclusion	179
Annexe	187
A. Sources de la figure vi.1	187
Table des figures	202
Bibliographie	202
Table des matières	221

RÉSUMÉ

À l'échelle du micromètre, les interactions atome-surface sont dominées par le potentiel de Casimir-Polder. Cette thèse s'inscrit dans le cadre du développement de l'expérience ForCa-G (Force de Casimir et Gravitation à courte distance) où la mesure des forces à courte distance (de l'ordre du micromètre) est réalisée à l'aide d'atomes de ^{87}Rb refroidis à des températures de l'ordre de quelques centaines de nano-kelvins et piégés dans un réseau optique vertical à proximité d'une surface diélectrique.

Afin d'éviter la contamination de cette surface lors des étapes de refroidissement, les atomes sont préparés 30 cm plus bas. Nous prouvons l'efficacité de notre méthode de transport à l'aide d'oscillations de Bloch, permettant à la fois un contrôle satisfaisant de leur position finale sans échauffement ni élargissement excessif du nuage dans la direction verticale. Une efficacité jusque 30% des atomes initiaux a été mesurée après le transport, qui s'abaisse à 10% après recapture dans le réseau vertical.

Une séquence de transitions Raman stimulées permet alors la séparation spatiale et cohérente des paquets d'onde atomique sur des puits adjacents du réseau puis leur recombinaison. Cet interféromètre nous permet de remonter à la différence d'énergie entre ces puits, liée aux différents potentiels vus par les atomes. Une première mesure de force a ainsi pu être réalisée jusqu'à une distance de $1\ \mu\text{m}$ de la surface et mettre clairement en évidence l'apparition d'un potentiel attractif. De premières analyses suggèrent toutefois qu'un champ électrique parasite dû à l'adsorption d'atomes de Rubidium sur la surface s'additionnent à la contribution due au potentiel de Casimir-Polder attendu.

MOTS CLÉS

Atomes froids, Interférométrie atomique, Casimir-Polder

ABSTRACT

At the micrometer scale, atom-surface interactions are dominated by the Casimir-Polder potential. This thesis is part of the development of the ForCa-G (Casimir Force and Short Range Gravitation) experiment where the measurement of short range forces (around the micrometer range) is performed using ^{87}Rb atoms cooled to temperatures of the order of a few hundred nano-kelvin and trapped in a vertical optical lattice in the vicinity of a dielectric surface.

In order to avoid contamination of this surface during the cooling steps, the atoms are prepared 30 cm below. We prove the efficiency of our transport method using Bloch oscillations, allowing both a satisfactory control of their final position without heating or excessive enlargement of the cloud radius in the vertical direction. An efficiency of up to 30% of the initial number of atoms has been measured after transport, which drops to 10% after recapture in the vertical lattice.

A sequence of stimulated Raman transitions then allows the spatial and coherent separation of the atomic wave packets on adjacent wells of the lattice and their recombination. This interferometer allows us to measure the energy difference between these wells, which is related to the different potentials seen by the atoms. A first measurement has been performed up to a distance of $1\ \mu\text{m}$ from the surface, demonstrating the appearance of an attractive potential near the surface. However, initial analyses suggest that a parasitic electric field due to the adsorption of Rubidium atoms on the surface adds to the expected Casimir-Polder potential contribution.

KEYWORDS

Cold atoms, Atom interferometry, Casimir-Polder